

# Breitbandige in situ Ferromagnetische Resonanz und niederfrequente Suszeptibilitätsmessungen an Eisen auf III-V Halbleitern

Der Fakultät Physik  
der Universität Duisburg-Essen  
zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften

von Florian M. Römer  
aus Dinslaken

Duisburg, Januar 2012

Erstgutachter: Prof. Dr. Michael Farle, Universität Duisburg-Essen  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jürgen Fassbender, Technische Universität Dresden  
Drittgutachter: Prof. Dr. Claus M. Schneider, Universität Duisburg-Essen

Tag der mündlichen Prüfung: 23.03.2012

Anmerkung: Um Gutachter und Prüfungstermin erweitertes Deckblatt





»Ich weiß, daß euch der Gedanke an eine Arbeit,  
die nie erledigt sein wird, nicht gefällt,  
aber ihr müßt euch damit abfinden, daß das Denken,  
der Drang nach Erkenntnis, nach dem Lösen von Rätseln,  
kein Ende haben darf.«

**Harra von Midgard** [[Moe03](#)]

## Kurzversion

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau und dazugehörige Messungen von zweierlei verschiedenen Messmethoden, mit denen die grundlegenden Eigenschaften magnetischer Filme und Mikrostrukturen untersucht werden können: Den Phasenübergang von ferro- zu paramagnetisch durch Suszeptibilitätsmessungen und die intrinsischen statischen sowie dynamischen Eigenschaften der Magnetisierung von Eisenfilmen auf III-V-Halbleitern mit Hilfe der Ferromagnetischen Resonanz (FMR).

Es wird eine Methode beschrieben, mit der an einem Photoelektronenmikroskop elementspezifisch und mit lateraler Auflösung von bis zu  $< 50$  nm die Reichweite ferromagnetischer Korrelationen am Phasenübergang ( $T_c$ ) *in situ* visualisiert werden kann. Hierzu werden Ergebnisse präsentiert, bei denen die maximale Kohärenzlänge in einem Schichtdickengradientenfilm mit  $0.7 \pm 0.1$   $\mu\text{m}$  bestimmt wurde. Weitere Messungen an lateral auf Durchmesser  $2.44$   $\mu\text{m}$  strukturierten Filmen zeigen eine signifikante Änderung der Curietemperatur von  $1.4$  K beim direkten Vergleich zum geschlossenen Film. Die Methode erlaubt die gleichzeitige Darstellung der Magnetisierung und magnetischen Suszeptibilität verschiedener Probenbereiche zum selben Zeitpunkt mit der bereits angegebenen lateralen Auflösung.

*In situ* Ferromagnetische Resonanzmessungen wurden zum einen mit Hilfe eines Resonators bei  $9.3$  GHz und zum anderen mit einer für diese Arbeit konstruierten Kurzschluss-technik bei  $1.5 - 26.5$  GHz durchgeführt. Die Präparation von epitaktischem [Fe/InAs\(001\)](#) wird inklusive einer Untersuchung der schichtdickenabhängigen Beiträge zur gesamten magnetischen Anisotropie mit Hilfe der Resonatortechnik gezeigt. Der Einfluss einer Deckschicht auf die anisotropen Eigenschaften wird ausführlich behandelt.

Die magnetische Feldverteilung der für diese Arbeit konstruierten Kurzschlüsse wird anhand von Simulationen verdeutlicht. Auf dieser Technik basierende *in situ* Messungen im Bereich von  $1.5 - 26.5$  GHz werden an epitaktischen [Fe/GaAs\(110\)](#)-Filmen diskutiert. Es stellte sich heraus, dass auch bei  $10$  nm Schichtdicke die Filme nicht relaxiert sind, welches sich unter anderem in einem ungewöhnlich großen g-Faktor von  $g = 2.61 \pm 0.1$  äußert. Der oberflächensensitive (Detektionstiefe ca.  $2 - 3$  nm) Magnetische Röntgen-zirkulardichroismus (XMCD) gemessen in Remanenz bestätigte dies qualitativ mit  $g = 2.21 \pm 0.02$ . Die Erhöhung von  $g$  ist demnach auf ein stark erhöhtes Bahnmoment (XMCD:  $m_l = 0.22 \pm 0.04 \mu_B$ ) zurückzuführen, welches durch eine anisotrope Gitterfehlpassung erklärt werden könnte. Magnetfeldabhängige Anisotropiebeiträge könnten auf Grund von magnetostriktiven Effekten eine feldabhängige Modifikation des g-Faktors zur Folge haben, was den Unterschied zwischen XMCD und FMR erklärt.

Bereits diese ersten *in situ* Messungen mit dem neu entwickelten Aufbau zeigten damit bereits ein überraschendes Ergebnis: Einen ungewöhnlich hohen g-Faktor, der nur an unabgedeckten [Fe](#)-Schichten im Ultra-Hochvakuum gemessen werden konnte.

Zusätzlich werden Ergebnisse zur Ortsauflösung dieser Messmethode und *ex situ* Messungen der Dämpfungsmechanismen an strukturierten Eisen-Siliziden präsentiert.

## Abstract

This work introduces two kinds of measurement setups which allow to determine basic properties of ferromagnetic thin films and microstructures: Magnetic phase transitions from ferro- to paramagnetic by susceptibility measurements and the intrinsic static as well as dynamic properties of the magnetisation of thin Iron films on III-V semiconductors using ferromagnetic resonance (FMR) *in situ* in ultra high vacuum (UHV).

A method to visualize the correlation length at the magnetic phase transition ( $T_c$ ) uses a photo electron emission microscope. It allows the element specific determination of  $T_c$  *in situ* at a spatial resolution of  $< 50$  nm. A film with a thickness gradient (wedge shaped film) was analysed, and a maximum correlation length of  $0.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$  was determined. Additional measurements on microstructured films (diameter of structure  $2.44 \mu\text{m}$ ) show a significant reduction of the Curie temperature by 1.4 K, when comparing a continuous film to the structured areas. This method allows for simultaneous measurement visualisation of the magnetisation and magnetic susceptibility of different sample areas at the same point in time with a spatial resolution of  $< 50$  nm.

*In situ* ferromagnetic resonance measurements were performed on the one hand at 9.3 GHz using a conventional cavity, on the other hand in the range of 1.5 – 26.5 GHz using a new microwave setup developed during this work. The preparation of epitaxial Fe/InAs(001) is presented and the thickness dependent evolution of the magnetic anisotropy parameters will be discussed in detail.

Results of *in situ* measurements are presented for epitaxial Fe/GaAs(110) thin films. It turned out that even films with a thickness of 10 nm are not relaxed which results in an anomalous high g-factor of  $g = 2.61 \pm 0.1$ . This large value was qualitatively confirmed by surface sensitive (detection depth 2 – 3 nm) x-ray magnetic circular dichroism (XMCD) with  $g = 2.21 \pm 0.02$  in remanence. Using the sum rules it was found out that the change of  $g$  results from an angular magnetic momentum  $m_l = 0.22 \pm 0.04 \mu_B$ . An anisotropic lattice modification may result in a less quenched orbital moment. Magnetic field dependent magnetic anisotropy parameters induced by magnetostrictive effects explain the differences between the FMR and XMCD results.

The first *in situ* measurements with this setup show a surprising result: An anomalous high g-factor, which could only be observed on uncapped films under ultra high vacuum conditions.

In addition, results concerning the spatial resolution of this method and *ex situ* measurements concerning the damping mechanisms in structured Iron Silicates are presented.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation und Gliederung</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>15</b>
2.1	Energiebeiträge im Ferromagneten . . . . .	15
2.1.1	Austauschenergie . . . . .	15
2.1.2	Dipolwechselwirkungsenergie . . . . .	16
2.1.3	Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie . . . . .	17
2.1.4	Zeeman-Energie . . . . .	17
2.1.5	Magnetische Anisotropieenergie . . . . .	18
2.1.5.1	Formanisotropie . . . . .	19
2.1.5.2	Kubische Magnetokristalline Anisotropie . . . . .	20
2.1.5.3	Uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene . . . . .	22
2.1.5.4	Uniaxiale Anisotropie parallel zur Filmebene . . . . .	22
2.2	Ferromagnetische Resonanz . . . . .	23
2.2.1	Landau-Lifschitz-Gleichung . . . . .	23
2.2.2	Magnetische Relaxation nach Mikrowellenanregung . . . . .	24
2.2.2.1	Gilbertdämpfung und Beiträge durch Inhomogenitäten . . . . .	25
2.2.2.2	Zweimagnonenstreuung . . . . .	26
2.2.3	Detektiertes Signal in der Ferromagnetischen Resonanz . . . . .	26
2.3	Weitere Charakterisierungsmethoden . . . . .	28
2.3.1	Konventionelle Suszeptibilitätsmessungen . . . . .	28
2.3.2	Magnetischer Röntgen-Zirkular-Dichroismus . . . . .	31
2.3.3	Magnetooptischer Kerreffekt . . . . .	33
2.3.4	Niederenergetische Elektronenbeugung . . . . .	35
2.3.5	Auger-Elektronen-Spektroskopie . . . . .	37
2.4	Niederdruckplasma . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Ortsaufgelöste Bestimmung der Curietemperatur</b>	<b>41</b>
3.1	Experimentelles . . . . .	42
3.1.1	Aufbau Photoemissions-Elektronenmikroskopie . . . . .	42
3.1.2	Modifikation zur Suszeptibilitätsmessung . . . . .	43
3.2	Messungen an Eisen auf Halbleitern . . . . .	48
3.2.1	Kontinuierlicher Eisenfilm auf InAs(100) . . . . .	48

3.2.2	Eisen auf vorstrukturierten Si-Substraten . . . . .	54
<b>4</b>	<b>In Situ Multifrequente Ferromagnetische Resonanzmessungen</b>	<b>61</b>
4.1	Experimentelles . . . . .	61
4.1.1	Die Ultrahochvakuum-Anlage . . . . .	61
4.1.2	Probenpräparation . . . . .	68
4.1.2.1	Präparation von GaAs(110) und InAs(001) Substraten	68
4.1.2.2	Wachstum dünner Eisen-Schichten . . . . .	72
4.1.3	Probenreduktion mittels induktivem Plasma . . . . .	74
4.1.4	In situ Ferromagnetische Resonanz . . . . .	76
4.1.4.1	Konventioneller Resonatoraufbau . . . . .	76
4.1.4.2	Bestimmung der Mikrowellen-Feldverteilung der in dieser Arbeit hergestellten Messsonden . . . . .	77
4.1.4.3	Multifrequenzaufbau . . . . .	85
4.2	Ergebnisse Eisen auf InAs(001) . . . . .	94
4.2.1	Strukturelle Charakterisierung von InAs(001) . . . . .	94
4.2.2	Magnetische Anisotropie von Eisen auf InAs(001) . . . . .	95
4.3	Ergebnisse Multifrequenzmessungen an Eisen auf GaAs(110) . . . . .	107
4.3.1	Besonderheiten an (110)-Oberflächen . . . . .	107
4.3.2	Strukturelle und chemische Untersuchung . . . . .	108
4.3.3	Hysteretisches Verhalten . . . . .	112
4.3.4	Uniaxiale Anisotropie in der Filmebene, senkrecht zur Filmebene und kubische Anisotropie . . . . .	114
4.3.5	Dispersionsrelation . . . . .	117
4.3.6	Bestimmung des g-Faktors von Eisen . . . . .	119
4.4	Magnetische Dämpfung, Ortsauflösung und erweiterte Messtechnik . .	129
4.4.1	FMR-Linienbreiten . . . . .	129
4.4.1.1	Linienbreiten Fe/GaAs(110) . . . . .	129
4.4.1.2	Linienbreitensimulation in Abhängigkeit von der Modulationsamplitude . . . . .	132
4.4.1.3	Linienbreiten lateral strukturierter Proben . . . . .	135
4.4.2	Ortsaufgelöste Messungen . . . . .	139
4.4.3	Omegaförmige Messsonden . . . . .	141
4.4.4	Messungen mit Referenzarm bei 9 GHz . . . . .	143
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>147</b>

<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>149</b>
A.1	Tabellarische Messdaten . . . . .	149
A.1.1	Anisotropieparameter nicht abgedeckter Fe/InAs(001)-Schichten	149
A.1.2	Anisotropieparameter von Pt/Ag/Fe/InAs(001)-Schichten . . .	150
A.1.3	Anisotropieparameter abgedeckter Au/Fe/InAs(001)-Schichten	150
A.2	Dispersionsrelation Fe <sub>3</sub> Si . . . . .	151
A.3	Erweiterungen der UHV-Kammer . . . . .	151
A.3.1	Probentemperaturregelung . . . . .	152
A.3.2	Ausheizregler . . . . .	156
A.3.3	Verdampfer: Transfer und materialspezifische Methoden . . . .	157
A.3.4	Verdampfertransfer . . . . .	158
A.3.4.1	Verdampfen von Platin und Kupfer . . . . .	159
A.3.4.2	Chemische Reinigung des Verdampfers . . . . .	159
A.4	Software . . . . .	162
A.4.1	Automatisierung der frequenzabhängigen FMR Messungen . .	163
A.4.2	Auswerteprogramme . . . . .	166
A.4.3	Software zur <i>ex situ</i> Messung der ferromagnetischen Resonanz	169
A.4.4	Simulation der Winkel- und Frequenzabhängigkeiten . . . . .	174
A.4.5	Software zur Suszeptibilitätsmessung . . . . .	178
A.5	Statistik über den schriftlichen Teil einer Dissertation . . . . .	179
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>181</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>198</b>

## Abkürzungsverzeichnis

<b>ac</b>	alternating current, Wechselstrom/-Feld	<b>EDX</b>	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
<b>AES</b>	Auger-Elektronen- Spektroskopie	<b>EPR</b>	Elektron Paramagnetische Resonanz
<b>AFM</b>	Raster-Kraft-Mikroskop / Atomic Force Microscope	<b>FD</b>	Feindosierventil
<b>Ag</b>	Silber	<b>Fe</b>	Eisen
<b>Al</b>	Aluminium	<b>FMR</b>	Ferromagnetische Resonanz
<b>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>	Aluminiumoxid-Keramik	<b>Ga</b>	Gallium
<b>Ar</b>	Argon	<b>GaAs</b>	Galliumarsenid
<b>As</b>	Arsen	<b>GPIB</b>	General Purpose Interface Bus / allgemeine Schnittstelle nach IEEE Standard 488
<b>Au</b>	Gold	<b>H</b>	Wasserstoff
<b>bcc</b>	Base centered cubic / kubisch raumzentriert	<b>HV</b>	Hochspannung / High-Voltage
<b>BE</b>	Belüftungseinheit	<b>IF</b>	Primary Flat, Hauptmarkierung
<b>BESSY II</b>	Berliner Elektronenspeicherring- Gesellschaft für Synchrotronstrahlung	<b>In</b>	Indium
<b>BLS</b>	Brillouin-Licht-Streuung	<b>InAs</b>	Indiumarsenid
<b>BNC</b>	Bayonet Neill Concelman Steckverbinder	<b>LEED</b>	Niederenergetische Elektronenbeugung / Low Energy Electron Diffraction
<b>C</b>	Kohlenstoff	<b>LLGG</b>	Landau-Lifschitz-Gilbert- Gleichung
<b>CeNIDE</b>	Center for Nanointegration Duisburg-Essen	<b>M</b>	Magnetisierung
$\chi_{ac}$	ac-Suszeptibilität	<b>MAE</b>	Magnetokristalline Anisotropieenergie
<b>Co</b>	Kobalt	<b>Mg</b>	Magnesium
<b>Cr</b>	Chrom	<b>ML</b>	Monolagen
<b>Cu</b>	Kupfer	<b>Mo</b>	Molybdän
<b>dBm</b>	auf 1/1000tel normierte logarithmische Einheit. $0 \text{ dBm} \hat{=} 1 \text{ mW}$ , $-10 \text{ dBm} \hat{=} 0.1 \text{ mW}$ , $10 \text{ dBm} \hat{=} 10 \text{ mW}$ Mikrowellenleistung	<b>MOKE</b>	Magneto-Optischer-Kerr- Effekt
<b>DPPH</b>	2,2-diphenyl-1-picrylhydrazyl , EPR-Standardprobe	<b>MW</b>	Mikrowelle
<b>EBL</b>	Electron Beam Lithography / Elektronenstrahlolithografie	<b>Ni</b>	Nickel
		<b>NMR</b>	Kernspinresonanzspektros- kopie / nuclear magnetic resonance
		<b>O</b>	Sauerstoff
		<b>OF</b>	Ordinary Flat, Zweitmarkierung



<b>OOMMF</b>	Object Oriented MicroMagnetic Framework / Mikromagnetisches Simulationspaket	<b>STM</b>	Raster-Tunnel-Mikroskop / Scanning Tunneling Microscope
<b>PEEM</b>	Photo-Emissions-Elektronen- Mikroskop	<b>Ta</b>	Tantal
<b>PID</b>	Proportional- Integral- und Differentialteil	<b>TEM</b>	Transmission-Elektronen- Mikroskop
<b>PMMA</b>	Polymethyl Methacrylat	<b>TTL</b>	Transistor-Transistor-Logik
<b>Pt</b>	Platin	<b>UHV</b>	Ultra-Hoch-Vakuum
<b>Py</b>	Permalloy, Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	<b>VNA</b>	Vektor-Netzwerk-Analysator
<b>S</b>	Schwefel	<b>VoV</b>	Vorvakuum
<b>SEM</b>	Sekundär-Elektronen- Mikroskop	<b>W</b>	Wolfram
<b>Si</b>	Silizium	<b>willk. E.</b>	willkürliche Einheiten
<b>SMA</b>	Sub-Miniature-A Hochfrequenzsteckertyp	<b>XAS</b>	X-Ray Absorption Spectroscopy / Röntgenabsorp- tionsspektroskopie
<b>SMS</b>	Short Message Service / Kurznachricht an Funktelefone	<b>XMCD</b>	X-Ray Magnetic Circular Dichroism / magnetischer Röntgenzirkulardichroismus
<b>SNR</b>	Signal-zu-Rausch-Verhältnis / Signal to noise ratio	<b>X-PEEM</b>	X-Ray Photo Electron Emission Spectroscopy / Röntgen-Photo-Emissions- Elektronen-Mikroskop
<b>SQUID</b>	Supraleitender Quanteninterferenz Sensor / Superconducting Quantum Interference Device	<b>XRD</b>	Röntgenbeugung, X-Ray Diffraction

**Anmerkungen** In der vorliegenden Arbeit wird, entgegen dem deutschen Standard, ein Dezimalpunkt anstelle eines Dezimalkommas verwendet. Für den Druck wird die in der Vakuumtechnik übliche Nicht-SI-Einheit Bar verwendet. Schichtdicken werden je nach Zusammenhang in Nanometern (nm) oder atomaren Monolagen (ML) angegeben. Für chemische Elemente werden die gemäß der „Internationalen Union für reine und angewandte Chemie“ üblichen Abkürzungen wie z. B. C für Kohlenstoff verwendet.

# 1 Motivation und Gliederung

Die übliche Weise der Motivation einer Arbeit wie der vorliegenden ist der direkte Einstieg in die Physik des bearbeiteten Themas. Es soll hier jedoch zunächst eine populärwissenschaftlich kurz gehaltene Motivation gegeben werden. Anschließend wird auf die übliche, fachbezogene Weise motiviert.

**Allgemeine Motivation** Die fortwährende Miniaturisierung im Bereich der magnetischen Datenspeicherung und -verarbeitung ist weiterhin ein aktuelles Thema und weites Forschungsgebiet, so dass sich drei Sonderforschungsbereiche der Deutschen Forschungsgemeinschaft allein an der Universität Duisburg-Essen mit der Physik von ein oder mehr eingeschränkten Dimensionen beschäftigt haben. Die Skalierung der Eigenschaften von volumenartigen Materialien in die Nanowelt ist in den heutzutage erreichten Strukturgrößen häufig nicht mehr möglich. Bei großen Volumina vernachlässigbare Einflüsse der Oberfläche spielen im Nanokosmos teilweise eine dominierende Rolle: So ist es zum Beispiel für dünne Schichten möglich, dass die Vorzugsrichtung der Magnetisierung zum einen innerhalb der Filmebene reorientiert, zum anderen kann sie gar aus der Filmebene herauszeigen, wenn man hinreichend dünne Schichten betrachtet.

Durch die Skalierungsproblematik sind der Stabilität der Magnetisierung scheinbare Grenzen gesetzt, da zum Beispiel bei wenigen Nanometern Kantenlänge ein magnetischer Datenspeicher seine Information binnen weniger Millisekunden verlieren kann. Mit der Größe skalieren die Energiebeiträge: Bei naiver Annahme einer volumenmaterialartigen Anisotropieenergiedichte von Eisen und unter Vernachlässigung anderer Effekte ergibt sich eine minimale magnetisch stabile Größe von  $10 \text{ nm}^3$ , also knapp  $2 \text{ nm}$  Kantenlänge, bei der die thermische Energie von  $25 \text{ meV}$  bei Zimmertemperatur ausreicht, um ursprünglich stabile Zustände instabil werden zu lassen.

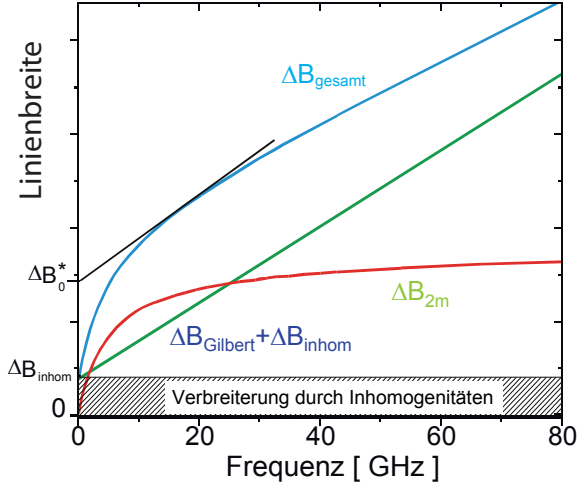
Was für die einen die *Crux*, ist für die anderen die Herausforderung, dieses veränderte Verhalten zu verstehen und es sich gezielt zu einem Werkzeug zu gestalten. Mit dieser Werkzeugbildung beschäftigt sich die vorliegende Dissertation *en Détail*; sie bereitet Wege zum Verständnis der dynamischen und statischen Eigenschaften magnetischer, epitaktischer dünner Schichten. Die durchgeführten Aufbauarbeiten erlauben es, die Skalierungsproblematik direkt sichtbar werden zu lassen. Die magnetischen Eigenschaften am Phasenübergang von ferro- zu paramagnetisch von ein-, zwei und dreidimensional eingeschränkten Systemen können mit lateraler Auflösung zeitgleich visualisiert werden, wie es im Rahmen dieser Arbeit präsentiert wird.

Diese Arbeit ist weiterhin in die Grundlagenforschung der Spintronik einzugliedern. Letztere beschreibt das Gefüge der Technologien, welche sich anstatt oder zusätzlich zur Ladung des Elektrons seine magnetische Eigenschaft, den Eigendrehimpuls, den Spin zu Nutze machen [Dat90]. Die Resonanzexperimente von Ferromagneten auf Halbleitern erlauben hierbei zweierlei: Zum einen die Charakterisierung der magnetischen Schicht, welche Spininformation in einen herkömmlichen Strom und in den Halbleiter einprägen soll. Zum anderen kann in den hier gezeigten Resonanzexperimenten ein sogenannter Spinstrom erzeugt werden: Es fließt netto keine Ladung, jedoch wird Information in Form der Spineigenschaften transferiert. Dies könnte z. B. zur Reduzierung des Stromverbrauches eines Transistors führen.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Erkundung der intrinsischen Eigenschaften von Eisen auf halbleitenden Materialien. Sie ermöglicht durch die evaluierten Methoden, die systematische Einflussnahme aufgebrachter Materialien festzuhalten und zu verstehen. So wird in dieser Arbeit unter anderem der Einfluss einer Silberdeckschicht auf die statischen Eigenschaften einer Serie von verschiedenen dicken, aber ultradünnen ferromagnetischen Eischichten präsentiert.

**Fachbezogene Motivation** Im Schichtdickenbereich von wenigen atomaren Monolagen können sich auf Grund von *finite size* Effekten viele Eigenschaften dramatisch verändern. Auch bei größeren Nanopartikeln kommt es, je nach Komposition, zu paramagnetischem [Mar07] oder superparamagnetischem [Tru09b] Verhalten, und Grenzflächenbeiträge jeglicher Art spielen eine stärkere Rolle. Es ist von großem Interesse, nicht nur die gemittelte Curietemperatur eines Nanopartikel-Ensemble zu messen, sondern die des individuellen Partikels – isoliert, aber auch im Ensemble –, um die Wechselwirkung zu studieren [Fri11] [Mei09]. Hierzu wird in dieser Arbeit ein bildgebendes Verfahren zur Visualisierung der Kohärenzlänge am Phasenübergang gezeigt, welches auf dem X-Ray Magnetic Circular Dichroism / magnetischer Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) basiert [Sch87] [Ers75] [Dür09]. Elementspezifische Messungen der Curietemperatur wurden mit einer integralen Technik bereits erfolgreich durchgeführt [May98] [Bov96] (XMCD- $\chi_{ac}$ ), in dieser Arbeit wird XMCD- $\chi_{ac}$  mit den Vorzügen eines Photo-Emissions-Elektronen-Mikroskop (PEEM) kombiniert. So kann eine laterale Auflösung von bis zu 50 nm erreicht werden.

Eine der mächtigsten Methoden zur Untersuchung von statischen *und* dynamischen magnetischen Eigenschaften nanoskaliger Systeme ist die Spektroskopie mittels Ferromagnetischer Resonanz (FMR) [Far98]. In ihr ist die Linienbreite ein Maß für die Dämpfung einer Magnetisierungsbewegung. Ihre theoretische Frequenzabhängigkeit ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Der Einfluss auf diese Abhängigkeiten der verschiedenen Grenzflächen in Heteroschichten im Vergleich zu unabgedeckten Filmen kann nur mit Hilfe von *in situ* Messungen im Ultra-Hoch-Vakuum untersucht werden. Bisher war dies nur bei wenigen Frequenzen von z. B. 2, 4 und 9 GHz möglich, was gemäß Grafik 1.1



**Abbildung 1.1:** Theoretischer Verlauf der Linienbreiten in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz. Die Beiträge „Verbreiterung durch Inhomogenitäten“ (grau), „Gilbertdämpfung“ (grün) und die der „Zweimagnonenstreuung“ setzen sich zu einem Gesamtverhalten (blau) zusammen.  $\Delta B_0^*$  soll die Fehlinterpretation (schwarz) bei einem Mangel an Datenpunkten und vernachlässigten Dämpfungsmechanismen andeuten. Grafik nach [Lin03b].

zum genauen Verständnis jedoch unzureichend ist, wie durch die schwarz dargestellte Gerade, welche zu einer Fehlinterpretation führen würde, angedeutet ist. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit erstmalig eine Apparatur aufgebaut, die *in situ* mit einer Bandbreite von 1.5 – 26.5 GHz FMR-Spektroskopie erlaubt.

Es gibt viele magnetische Untersuchungen an (001)-Substraten, wie man [Lin08] entnehmen kann. Im Gegensatz dazu sind die (110)-Orientierungen recht selten vertreten. Es wird z. B. in [Car87], [Xu87] und [Ruc86] das epitaktische Wachstum auf (110)-Substraten gezeigt. Für (001)-Oberflächen gibt es je nach Präparationsmethode eine Vielzahl von Rekonstruktionen, die chemisch unterschiedlich sind. Z. B. ist die  $\{4 \times 2\}c\{8 \times 2\}$ InAs(001) Rekonstruktion indiumreich. Die Grenzflächen der (001)-Orientierung sind polar und chemisch reaktiv. Im Gegensatz dazu ist die GaAs(110)-Oberfläche nicht polar [Dub82] und nach LEED-Untersuchungen in [Rae64] und STM-Betrachtungen in [Fee87] nicht rekonstruiert. Dies erleichtert die Präparation und Diskussion um komplexe chemische Bindungen zwischen Substrat und Adsorbat.

Neben dieser positiven Eigenschaft bietet sich aber für (110) Orientierungen noch ein weiterer Vorteil: In der Filmebene sind alle drei kristallographischen Hauptrichtungen  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  und  $\langle 111 \rangle$  vertreten. Hiermit können g-Faktor und Dämpfungsmechanismen für alle kristallografischen Hauptrichtungen bestimmt werden.

Es wurde z. B. in [Pel03] für InAs von einem anisotropen g-Faktor entlang der [110] ( $g = 2.12$ ) und  $[1\bar{1}0]$  ( $g = 2.33$ ) Richtungen berichtet. Dies zeigt die Wichtigkeit der Untersuchung entlang verschiedener kristallographischer Richtungen, welche in  $\langle 110 \rangle$ -orientierten Filmen vollständig untersucht werden können, da auch die [111]-Richtung in der Filmebene zugänglich ist.

Mit dieser Arbeit wird das Spektrum der *in situ* FMR-Untersuchung um die Breitbandigkeit von 1.5 – 26.5 GHz erweitert, und es werden Untersuchungen am Fe/GaAs(110) System durchgeführt.

**Gliederung** Zunächst einmal existieren die Kapitel *Motivation und Gliederung* (1), *Grundlagen* (2), *Ortsaufgelöste Bestimmung der Curietemperatur* (3), *In Situ Multi-frequente Ferromagnetische Resonanzmessungen* (4), *Zusammenfassung und Ausblick* (5) und der *Anhang* (A). Auf Grund der Vielfalt der Untersuchungsmethoden sind die Kapitel in bis zu drei Unterebenen eingeteilt.

**Kapitel 2 – Grundlagen** In Kapitel 2 ist in kurzer Form das benötigte theoretische Basiswissen für die jeweils nachfolgenden Kapitel aufgeführt. Die grundlegenden Gleichungen und Beiträge zu magnetischen Wechselwirkungen, zur magnetischen Anisotropie und der verwendeten experimentellen Methoden sind dort dargestellt.

Die Messungen in Kapitel 3 und 4 werden im Hinblick auf den unterschiedlichen Erkenntnisgewinn getrennt behandelt. Das erste Unterkapitel beinhaltet jeweils die experimentellen Methoden, darauf folgen die Ergebnisse.

**Kapitel 3 – Phasenübergänge** Kapitel 3.1 enthält zunächst die Beschreibung des Röntgen-Photo-Emissions-Elektronen-Mikroskopes (XPEEM) zur *ac*-Suszeptibilitätsmessung  $\chi_{ac}$ , mit der die Curietemperatur mit lateraler Auflösung von bis zu 50 nm gemessen werden kann. Dort werden auch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikationen und Ansteuerungen beschrieben. Hiervon getrennt betrachtet werden im Ergebniskapitel 3.2 die damit untersuchten Variationen der Curietemperatur für einen Schichtdickengradienten (3.2.1) und Veränderungen durch Strukturierung (3.2.2).

**Kapitel 4 – Ferromagnetische Resonanz** Bei der Ferromagnetischen Resonanz wurde ebenfalls die Unterscheidung nach Aufbauarbeiten im experimentellen Teil 4.1 – Aufbau des Probenhalters, der Plasmakammer und der Messsonden zur Detektion der FMR – und physikalischen Ergebnissen getroffen. In Abschnitt 4.2 wird das *in situ* untersuchte System Fe/InAs(001) und in 4.3 das ebenfalls *in situ* untersuchte System Fe/GaAs(110) behandelt. Zu dem dort beschriebenen Hauptergebnis bezüglich des g-Faktors von nicht abgedecktem Fe/GaAs(110) wird in Kapitel 4.4 auf zusätzliche physikalische und apparative Resultate eingegangen.

**Kapitel 5 – Zusammenfassung** Hier werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick für weiterführende Arbeiten gegeben.

**Kapitel A – Anhang** Im Anhang A werden z. B. im Rahmen dieser Arbeit erstellte Programme in Form eines Bildschirmausdruckes und einer ausführlichen Bildunterschrift erklärt. Weiterhin werden Aluminiumverunreinigungen andiskutiert, welche die Aufdampfanlage für ca. neun Monate unbrauchbar gemacht haben.

Ein ausführliches [Literaturverzeichnis](#) mit Titel und Direktlinks (PDF-Version) zu den zitierten Stellen befindet sich hinter dem Anhang auf Seite 180.

## 2 Grundlagen

In diesem Grundlagenkapitel werden in kurzer Form die theoretischen Betrachtungen für die Auswertungen beschrieben. Als Erstes werden in Kapitel 2.1 die verschiedenen Energiebeiträge in einem Ferromagneten dargestellt. In Kapitel 2.2 werden die wichtigsten Grundlagen zur Ferromagnetischen Resonanz ausgeführt und im Anschluss daran weitere Charakterisierungsmethoden in Kapitel 2.3 und Grundlagen zum Plasma, welches zur Probenpräparation eingesetzt wird, in Abschnitt 2.4 präsentiert.

### 2.1 Energiebeiträge im Ferromagneten

Als erstes werden die Energiebeiträge zur Freien Energie einer magnetischen Probe erläutert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich hierzu in [Lin08], aus der auch die Namenskonventionen übernommen wurden. In Kapitel 2.1.1- 2.1.4 werden mikroskopische Beiträge zur freien Energie erläutert. Anschließend (Kapitel 2.1.5) werden die daran und an andere Mechanismen gebundenen magnetischen Anisotropiebeiträge beschrieben. Als Anisotropie wird hier die auf das Volumen normierte magnetische Anisotropieenergiedichte bezeichnet, also der Arbeitsaufwand pro Volumen, die Magnetisierung von einer Richtung 1 in eine Richtung 2 zu bewegen. Der Zusatz magnetisch und Dichte wird im Folgenden ausgelassen. Diese Anisotropieenergie berechnet sich durch den Unterschied in den dazugehörigen Freien Energien  $F_1$  und  $F_2$ , wenn konstante Temperatur und kein Teilchenaustausch angenommen werden können. Die Magnetokristalline Anisotropieenergie (MAE) ist dann als

$$MAE = \int_1^2 dW_{MAE} = F_2 - F_1 \quad (2.1)$$

definiert. Die Zusammensetzung von  $F_1$  bzw.  $F_2$  wird ebenfalls in Kapitel 2.1.5 für die hier relevanten Fälle beschrieben.

#### 2.1.1 Austauschenergie

Die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung wird dadurch verursacht, dass quantenmechanisch die Wellenfunktionen der Elektronen benachbarter Atome überlappen und ein Austausch der Ladungsträger stattfinden kann [Kit02]. Die Gesamtwellenfunktion

eines Systems mit Fermionen muss antisymmetrisch sein, so dass z. B. bei antisymmetrischer Ortswellenfunktion die Spinwellenfunktion symmetrisch sein muss, und damit eine parallele Anordnung der Spins bevorzugt wird [Hak02]. Die Energie  $E_{Aust.}$  zwischen zwei benachbarten Spins  $\vec{S}_1$  und  $\vec{S}_2$  hängt im Heisenberg-Modell [Hei28] wie folgend von ihrer relativen Orientierung ab:

$$E_{Aust.} = -2J\vec{S}_1\vec{S}_2 \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $J$  das Austauschintegral, welches die bereits erwähnte Überlagerung der Wellenfunktionen beschreibt. Dies kann je nach betrachtetem System negativ oder positiv sein, woraus verschiedene magnetische Kopplungen resultieren:

- $J > 0 \Rightarrow \vec{S}_1 \uparrow\uparrow \vec{S}_2$  -  $J$  bevorzugt ferromagnetische Kopplung
- $J < 0 \Rightarrow \vec{S}_1 \uparrow\downarrow \vec{S}_2$  -  $J$  bevorzugt antiferromagnetische Kopplung

Wie man Gleichung 2.2 entnehmen kann, ist die Austauschenergie nur von der Orientierung zweier Spins zueinander abhängig und nicht an den äußeren Raum gebunden. Die Austauschwechselwirkung ist isotrop im Ortsraum und damit nicht Ursache von Anisotropiebeiträgen. Jedoch ist sie die fundamentale Wechselwirkung in Ferromagneten, die für eine parallele Orientierung der Spins verantwortlich ist.

### 2.1.2 Dipolwechselwirkungsenergie

Im Vergleich zur Austauschwechselwirkung ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, also die Wechselwirkung zweier magnetischer Dipole zueinander, deutlich langreichweitiger. Für Dipole von Nanopartikeln sind entscheidende Wechselwirkungen bestenfalls im Bereich von 100 nm [Fri11], relevante Distanzen wechselwirkender Dipole in dünnen Schichten können jedoch bis zu ein paar Mikrometer betragen. Ein Dipol  $\vec{\mu}_i$  erzeugt am Ort  $\vec{r}_i$  ein magnetisches Feld der Größe [Stö00]:

$$\vec{B}_i(\vec{r}_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{3(\vec{r}_i \cdot \vec{\mu}_i) \cdot \vec{r}_i}{r_i^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} \right] \quad (2.3)$$

Mit  $\mu_0$  der magnetischen Feldkonstante<sup>1</sup>. Ein weiterer magnetischer Dipol  $\vec{\mu}_j$  am Ort  $\vec{r}_j$  besitzt im Feld des ersten Dipols die Energie:

$$E_{dip} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{B}_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{\vec{\mu}_i \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{r_{ij}^5} \right] \quad (2.4)$$

Da Dipole in einem Kristall periodisch angeordnet sind, ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung an die Kristallstruktur und allgemeine Orientierung der Magnetisierung gekoppelt, also nicht isotrop bezüglich der betrachteten Probe.

---

<sup>1</sup>auch Vakuumpermeabilität oder Induktionskonstante

### 2.1.3 Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie

Betrachtet man ein freies Atom, um dessen Kern sich ein Elektron auf einer Kreisbahn bewegt, so kann man aus dem Bezugssystem des Elektrons einen Ladungsfluss um das Elektron herum beobachten, welcher sich in einem Magnetfeld am Ort des Elektrons äußert. Das magnetische Moment des Elektrons, welches antiparallel zum Spin orientiert ist, wechselwirkt mit dem eben beschriebenen „Magnetfeld des Kerns“. Bei einer Rücktransformation ins Bezugssystem des Kernes wird also eine Wechselwirkung des Elektrons mit seiner eigenen Bahnbewegung um das Atom beobachtet. Man nennt diese entsprechend Spin-Bahn-Wechselwirkung bzw. die dazugehörige Kopplungsenergie Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie.

Das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  des Spins wechselwirkt mit dem Feld  $\vec{B}$  gemäß  $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ . Entsprechend wird nach dieser Beschreibung ein bewegter Spin eine Richtung senkrecht zu  $\vec{v}$  bevorzugen. Die gesamte Betrachtung kann analog für ein Elektron in einem Kristallgitter durchgeführt werden; statt des Feldes des Kernes muss in diesem Fall das Kristallfeld als Bezug für die Bahnbewegung verwendet werden. Über die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird somit eine Kopplung zwischen Kristallstruktur und Spinorientierung hergestellt.

Diese wird in der Regel störungstheoretisch gegenüber der Austauschspaltung betrachtet [Bru89a]. Der Hamiltonoperator wird unter der Annahme von LS-Kopplung als

$$\hat{H} = -\xi \hat{L} \cdot \hat{S} \quad (2.5)$$

geschrieben, wobei  $\hat{S}$  der Spinoperator und  $\hat{L}$  der Bahndrehimpulsoperator ist. Der gesamte Term ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung und  $\xi$  ist die Spin-Bahn-Wechselwirkungskonstante. Für volumenartiges Fe ist  $\xi = 70 \text{ meV}$  [Far98] [Bru89b].

Auch wenn das Bahnmoment in einem kubischen System im Wesentlichen ausgelöscht ist und mit  $\mu_l = 0.092 \mu_B$  nur 4% des Spinmomentes von  $2.08 \mu_B$  beträgt [Bon86], so reicht dieser kleine Beitrag aus, um die in Kapitel 2.1.5.2 gezeigt Anisotropie hervorzurufen.

### 2.1.4 Zeeman-Energie

Die Zeeman-Energie beschreibt die Energie<sup>2</sup> einer magnetisierten Probe in einem äußeren Magnetfeld  $B$  mit der Notation aus Abbildung 2.1:

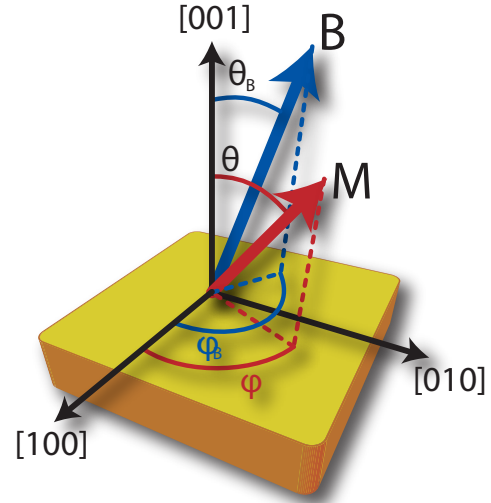
$$F_{Zeeman} = -\vec{M} \cdot \vec{B} = -M \cdot B [\cos \theta_B \cos \theta + \sin \theta_B \sin \theta \cos(\varphi_B - \varphi)] \quad (2.6)$$

Das Kugelkoordinatensystem in Abbildung 2.1 beschreibt die Winkel der Magnetisierung in der Filmebene mit  $\varphi$ , die des Magnetfeldes  $\varphi_B$  mit  $0^\circ \parallel [100]$ . Für die

<sup>2</sup>Auch wenn dies nicht korrekt ist, so wird dieser Beitrag hier zur Freien Energie hinzugefügt (Artikel B. Heinrich in [Bla05]).



**Abbildung 2.1:** Koordinatensystem und Definition der Winkel bei Betrachtung der Anisotropiebeiträge. Winkel der Magnetisierung  $M$  sind mit  $\theta$  und  $\varphi$ , die des externen Feldes  $B$  mit  $\theta_B$  und  $\varphi_B$  bezeichnet.



Komponenten senkrecht zur Filmebene gilt analog  $\theta$  und  $\theta_B$ , gemessen von der Filmenormalen.

In dem in Kapitel 2.2 erklärten FMR-Experiment ist durch Variation des externen Feldes die Zeeman-Energie derjenige Beitrag mit dem die Freie Energieoberfläche bzw. deren Ableitung dargestellt wird.

### 2.1.5 Magnetische Anisotropieenergie

Die eben beschriebenen Energiebeiträge führen zu unterschiedlichen Beiträgen der Anisotropieenergie. Diese ist in allgemeiner Formulierung der energetische Unterschied einer Magnetisierung entlang zweier verschiedener Raumrichtungen. Im Falle der Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist die Änderung der Grundzustandenergie an die Orientierung der Magnetisierung zur Probengeometrie gekoppelt. Die daraus resultierende sogenannte Formanisotropie wird in Kapitel 2.1.5.1 beschrieben. Auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Magnetisierung an das Kristallgitter gekoppelt, die daraus resultierende Magnetokristalline Anisotropie wird in Kapitel 2.1.5.2 beschrieben. Uniaxiale Beiträge in der Ebene und senkrecht zur Filmebene werden in den Kapiteln 2.1.5.3 und 2.1.5.4 betrachtet.

Jeder Anisotropiebeitrag  $K_i$  kann in Abhängigkeit von der Schichtdicke variieren, deswegen muss im Allgemeinen immer ein volumenartiger  $K_i^v$  und ein zur Schichtdicke  $d$  invers proportionaler, grenzflächenartiger Beitrag  $K_i^{s,eff}$  betrachtet werden [Rad82] [Rad85]:

$$K_i = \frac{K_i^{s,eff}}{d} + K_i^v \quad (2.7)$$

Ein dünner Film besitzt zwei Grenzflächen, welche hier auf Grund der meist nicht separiert betrachteten Eigenschaften zu einem gemeinsamen  $K_i^{s,eff}$  zusammengefasst werden. In der Literatur ist häufig ein Faktor zwei vor den Grenzflächenbeitrag zu finden. Im Allgemeinen kann jedoch nicht davon ausgegangen werden, dass z. B. der Übergang zum halbleitenden Substrat die gleiche Schichtdickenabhängigkeit aufweist wie die Grenzfläche zum Vakuum oder einer metallischen Abdeckschicht. Es müsste also  $K_i^{s,eff} = K_i^{Substrat} + K_i^{Vakuum} \neq 2K_i^s$  betrachtet werden.

Die Temperaturabhängigkeit der Anisotropiekonstanten hängt von mehreren Faktoren ab. Insbesondere der Grenzflächenbeitrag kann hier von den Materialkombinationen abhängen. Im Allgemeinen ist die Temperaturabhängigkeit der Volumenbeiträge der Anisotropie nach dem Callen-Callen-Modell jedoch proportional zur Ordnung der Symmetrie des entsprechenden Anisotropieparameters:

$$\frac{K_i(T)}{K_i(T=0)} \propto \frac{M^\Gamma(T)}{M(T=0)} \quad (2.8)$$

Der Exponent wird durch  $\Gamma = n(n+1)/2$  berechnet, wobei  $n$  die Ordnung der Anisotropieparameter in sphärischen Koordinaten ist [Cal66] [Car58] [Lin08]. Für eine kubische Anisotropie ergibt sich demnach  $K_4 \propto M^{10}(T)$ .

### 2.1.5.1 Formanisotropie

Die Formanisotropie ist diejenige Energie, die eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung an die äußere Probengeometrie bindet. Die Ursache für sie ist die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Dipolwechselwirkung. In Kontinuumsnäherung wird das Entmagnetisierungsfeld von den Dipolen am Ende einer Probe betrachtet. Aus der Maxwell-Gleichung

$$\nabla \cdot \vec{B} = \nabla \cdot (\mu_0 (\vec{H} + \vec{M})) = 0 \quad (2.9)$$

wird das Vakuumstrefeld  $\vec{H}_s$  als  $\nabla \cdot \vec{H}_s = -\nabla \cdot \vec{M}$  beschrieben, wobei  $\vec{M}$  die Magnetisierung darstellt. Auch wenn es erfahrungsgemäß keine Senken und Quellen der Magnetisierung bzw. keine magnetischen Monopole gibt, so können die Enden der Probe als magnetische Monopole angenähert werden.

Wird  $\vec{H}_s$  unter Beachtung einer ggf. magnetisierbaren Umgebung über den gesamten Raum integriert, erhält man die Streufeldenergie. Das Streufeld in Form der magnetischen Flussdichte kann in einem einfachen Fall des Rotations-Ellipsoiden als

$$\vec{B}_s = \underline{\underline{N}} \mu_0 \vec{M} \quad (2.10)$$

mit dem Entmagnetisierungstensor  $\underline{\underline{N}}$  beschrieben werden. Bei diagonalisiertem  $\underline{\underline{N}}$  wird die Spur von  $\underline{\underline{N}}$  zu  $N_x + N_y + N_z = 1$ . Details zu den einzelnen Komponenten  $N_i$  befinden sich in [Hub98] für den Rotationsellipsoiden und für komplexere Strukturen in [Aha98],

für typische Leiterbahnstrukturen können Näherungen gemäß [Sat89], [Che02b] und [Che02a] betrachtet werden. Lateral variierende  $\underline{N}$  werden in [Sti12] beschrieben.

Die Differenz in der freien Energie auf Grund der Rotation der Magnetisierung mit resultierendem geänderten Streufeld ist demnach für eine dünne Scheibe:

$$F_{Form} = \frac{\mu_0}{2} (N_{\parallel} - N_{\perp}) \cdot M^2 \cos^2 \theta \quad (2.11)$$

Dabei ist  $M$  die Magnetisierung,  $N_{\parallel}$  der Entmagnetisierungsfaktor isotrop in der Filmebene,  $N_{\perp}$  der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Filmebene und  $\theta$  der Winkel gemessen von der Filmnormalen. Dies führt zu einer Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der Ebene, wie es in allen später gezeigten Beispielen der Fall ist. Die Symmetrie dieses Beitrages ist uniaxial.

Zu beachten ist hierbei, dass für dünne Schichten, bei denen die Kontinuumsnäherung nicht mehr angenommen werden kann, eine Abweichung der Formanisotropie auftreten kann. Die Diskretisierung der magnetischen Momente kann nicht mehr vernachlässigt werden. Eine Näherung für die Dipolsumme wird in [Hei93] (S.533) und [Far98] (S. 783) gegeben. Es ergibt sich bei Fe in bcc Struktur dadurch bei 1 ML ein um 42% (5 ML  $\rightarrow$  8%) reduzierter Entmagnetisierungsfaktor.

### 2.1.5.2 Kubische Magnetokristalline Anisotropie

Die vorab beschriebene Spin-Bahn-Wechselwirkung führt zu einer Kopplung zwischen der Magnetisierung und dem Atomgitter der betrachteten Probe. Je nach Kristallstruktur variiert diese Wechselwirkung deutlich, weshalb zur Vereinfachung im Folgenden von einer kubischen Struktur ausgegangen wird.

In der vierten Ordnung der störungstheoretischen Betrachtung liefert die Spin-Bahn-Wechselwirkung einen kubischen, das heißt vierzähligen<sup>3</sup> Beitrag zur Energiekorrektur. Die MAE ist in dieser Beschreibung zur Differenz des Bahnmomentes  $\Delta\mu_L$  proportional und man erhält:

$$MAE = \phi \frac{\xi}{4\mu_B} \Delta\mu_L \quad (2.12)$$

Die energetisch günstigere Richtung der Magnetisierung liegt in dieser Beschreibung parallel zum maximalen Bahnmoment. Die Werte von MAE können z. B. durch *ab initio* Methoden berechnet werden, obwohl die energetischen Unterschiede im Bereich von  $\mu\text{eV}/\text{Atom}$  bei einer Gesamtenergie von  $\text{keV}/\text{Atom}$  liegen [Uib99] [Hjo96]. Der Parameter  $\phi$  ist durch die Bandstruktur bestimmt. In der Referenz [vV37] wird in einem phänomenologischen Modell die Wechselwirkung von Paaren magnetischer Momente beschrieben. In [Lin08] sind die sich daraus ergebenden Beschreibungen der

---

<sup>3</sup>Bei einer Betrachtung eines 360°-Winkelbereiches ergeben sich vier lokale Minima und Maxima.

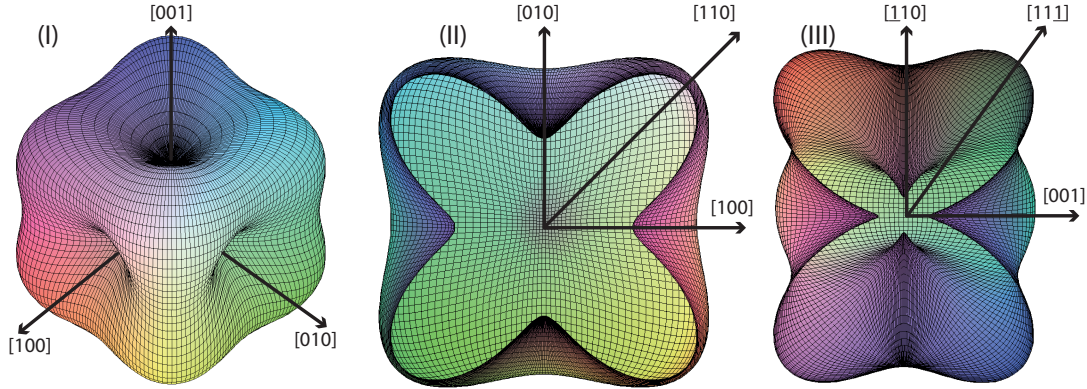
Bezugssystemtransformation für diverse Kristallschnitttrichtungen gezeigt, jedoch sollen hier nur die Ergebnisse zur Freien Energie  $F_{MAE}$  für die (001)-Schnittfläche mit

$$F_{001} = K_4 \sin^2 \theta - \frac{1}{8} K_4 (\cos 4\varphi + 7) \sin^4 \theta \quad (2.13)$$

und die (110)-Schnittfläche

$$F_{110} = \frac{K_4}{4} \cdot \left[ \cos^4 \theta + \sin^4 \theta \left( \sin^4 \varphi + \sin^2 (2\varphi) \right) + \sin^2 (2\theta) \left( \cos^2 \varphi - \frac{\sin^2 \varphi}{2} \right) \right] \quad (2.14)$$

gezeigt werden<sup>4</sup>.



**Abbildung 2.2:** Freie Energieoberflächen eines kubischen Systems (I) mit  $K_4 > 0$  und den Schnittflächen senkrecht zur [001]-Richtung (II) und [110]-Richtung (III). Zur besseren Darstellung wurden alle Werte um einen konstanten, winkelunabhängigen Wert vom Zentrum weg verschoben. Die Farbskala enthält keine physikalische Information.

Die sich mit  $K_4 > 0$  daraus ergebenden Potentiallandschaften sind in Abbildung 2.2 illustriert. In (I) ist die dreidimensionale Freie Energieoberfläche einer kubischen Symmetrie dargestellt. Für die zweidimensionale Schnittfläche bei einem (100) orientierten Kristall ergibt sich (II) mit jeweils vier gleichwertigen Minima und Maxima entlang der verschiedenen Richtungen. Hierzu wurde für die Simulation  $\theta = [0, \pi]$  eingesetzt, so dass der untere Halbraum im Hintergrund zu sehen ist. Im Gegensatz dazu ergibt sich für die (110)-Schnittfläche das Bild in (III) mit jeweils zwei gleichartigen Minima und Maxima. Das Gesamtverhalten sieht wie eine Überlagerung aus einem kubischen und uniaxialen Beitrag aus. Im Gegensatz zur (100)-Schnittfläche kann hier ohne weitere

<sup>4</sup>Im Koordinatensystem in Bild 2.1 muss für die (110)-Schnittebene die Richtung [010] durch [110] bzw. [100] durch [001] ersetzt werden.

Auswertung keine direkte Aussage über das Vorhandensein einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie gemacht werden. Desweiteren liegt für den Fall der  $\langle 110 \rangle$ -geschnittenen Richtung zwischen einer  $\langle 100 \rangle$ - und  $\langle 110 \rangle$ - stets eine  $\langle 111 \rangle$ -Richtung.

### 2.1.5.3 Uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene

An den beiden Grenzflächen eines dünnen Filmes ändert sich die Umgebung eines Randatoms im Vergleich zu der Umgebung der Volumenatome. Die Anzahl der nächsten Nachbarn vermindert sich und die Kristallsymmetrie ist gebrochen, die Paarwechselwirkung ist dadurch gestört [Mec97]. In Erinnerung an die Spin-Bahn-Wechselwirkung in Kapitel 2.1.3 ergibt sich durch die Einschränkung der Bewegungsrichtung der Elektronen gegebenenfalls eine Änderung der Vorzugsrichtung der Magnetisierung.

Dies resultiert in einem schichtdickenabhängigen, uniaxialen Anisotropiebeitrag senkrecht zur Filmebene und beschreibt sich, unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung, wie folgend [Née54] [Lin08]:

$$F_{uni}^{\perp} = K_{2\perp} \cdot \sin^2 \theta. \quad (2.15)$$

Gemäß Gleichung 2.7 kann hieraus der Grenzflächenbeitrag bestimmt werden. Da die verschiedenartigen Grenzflächen zwischen Film und Substrat bzw. Film und Vakuum mit den hier gezeigten Methoden nicht unterschieden werden können, wurden beide Beiträge in einem  $K_{2\perp}^{s,eff}$  zusammengefasst, statt in  $K_{2\perp}^{Substrat}$  und  $K_{2\perp}^{Vakuum}$  separiert zu werden.

### 2.1.5.4 Uniaxiale Anisotropie parallel zur Filmebene

Eine uniaxiale Anisotropie parallel zur Filmebene, unabhängig von deren Ursache, kann als Beitrag zur Freien Energie in der Form

$$F_{uni}^{\parallel} = K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2 (\varphi - \varphi_u) \quad (2.16)$$

geschrieben werden. Hierbei entspricht  $\varphi_u$  demjenigen Winkel, welcher die schwere Richtung der Magnetisierung bei positivem Vorzeichen von  $K_{2\parallel}$  definiert.  $\varphi_u$  wird im Falle der (001)-Schnittebene von [100] aus gemessen, im Falle von (110) von der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung.

Eine typische Ursache für eine uniaxiale Anisotropie in der Filmebene ist die Gitterfehlanpassung eines aufgedampften Materials an die Gitterkonstante des Substrates. Um die Fehlanpassung auszugleichen, muss eine anisotrope Verzerrung stattfinden. Erst dadurch können sich Versetzungsebenen ausbilden und die Verspannung mit zunehmender Schichtdicke relaxieren lassen. In diesem Zusammenhang kann auch eine tetragonale Verzerrung der Kristallstruktur folgen [Hei91]. Auch eine Strukturierung einer ferromagnetischen Schicht in Streifen kann eine uniaxiale Anisotropie hervorrufen, siehe z. B. [Has09a].

## 2.2 Ferromagnetische Resonanz

Die Ferromagnetische Resonanz ist aus Sicht der Messtechnik die resonante Absorption von Mikrowellenleistung einer ferromagnetischen Probe beim Anlegen eines externen Magnetfeldes. Je nach Größe der Freien Energie kann es einen Zustand geben, bei dem die Energie der Mikrowelle genau dem magnetischen Anteil der Freien Energie entspricht und eine Anregung der Magnetisierung stattfinden kann; die Probe befindet sich dann in Resonanz bei einer Frequenz  $f$ . Im Experiment wird ein externes Magnetfeld durchgeföhren, wodurch der Zeeman-Beitrag variiert wird. Zu ausgezeichneten Magnetfeldern ist die Freie Energie, welche sich aus den Einzelbeträgen der vorangegangenen Kapitel zu

$$F_{ges} = F_{Zeeman} + F_{Form} + F_{MAE} + F_{uni}^{\parallel} + F_{uni}^{\perp} \quad (2.17)$$

zusammensetzt, gleich der Mikrowellenenergie. Die Freie Energie kann somit gemessen werden.

Die Bewegung der Magnetisierung in Resonanz wird durch das phänomenologische Modell nach Landau und Lifschitz beschrieben, welches in Kapitel 2.2.1 eingeföhrt wird. Die Erweiterung des Modells um einen Dämpfungsterm wird in Kapitel 2.2.2 beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung befindet sich in [Sti08] [Mec97] [Lin03a].

### 2.2.1 Landau-Lifschitz-Gleichung

Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine magnetisierte Schicht, so kann letztere kollektiv angeregt werden, da die einzelnen magnetischen Momente über die Austauschwechselwirkung miteinander gekoppelt sind. Das Gesamtverhalten dieser gekoppelten Momente wird durch das Makrospinmodell beschrieben, bei dem ein Ensemble von Spins als ein Gesamtspin betrachtet wird [Pol49]. Die Bewegungsgleichung des Makrospins ohne Dämpfung wird mit Hilfe der Landau-Lifschitz-Gleichung<sup>5</sup> beschrieben [Lan35]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \quad (2.18)$$

Hierbei ist  $\vec{M}$  der Magnetisierungsvektor und  $\vec{B}_{eff}$  das effektive Magnetfeld, welches sich aus dem äußeren, statischen  $\vec{B}_{ext}$ , den inneren Anisotropiefeldern  $\vec{B}_{int}$  und dem Mikrowellenfeld  $\vec{b}_{mw}$  zusammensetzt:

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{int} + \vec{b}_{mw} \quad (2.19)$$

$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$  ist das Gyromagnetische Verhältnis mit  $\mu_B$  = Bohrsche Magneton und  $\hbar$  dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum.

<sup>5</sup>Der ursprüngliche Dämpfungsterm wird hier zunächst ausgelassen und später durch den Gilbertterm ersetzt.

Der g-Faktor  $g$  des Elektrons kann in atomistischer Beschreibung einen Wert zwischen 1 für reinen Bahnmagnetismus und 2.0023 für reinen Spinmagnetismus aufweisen. Bei den klassischen Ferromagneten sind weder Spin- noch Bahnquantenzahl gute Quantenzahlen, sondern es muss das Gesamtmoment  $J$  betrachtet werden, welches sich durch Russell-Saunders-Kopplung  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  oder durch  $jj$ -Kopplung

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \text{ mit } \vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad (2.20)$$

beschreiben lässt.  $jj$ -Kopplung<sup>6</sup> tritt im Allgemeinen bei schwereren Elementen auf. Der g-Faktor wird im Festkörper Spektroskopischer Splittingfaktor genannt, kann Werte  $\geq 2$  annehmen und ist über

$$g = 2 \cdot \left( 1 + \frac{\mu_l}{\mu_s} \right) \quad (2.21)$$

definiert. Dies ist das erste Glied einer Reihenentwicklung und gilt nur für kleine  $\mu_l/\mu_s$  [Ant08]. Das Kristallfeld des betrachteten Festkörpers bestimmt in diesem Fall die Größe des Bahnmomentes, wie es auch schon in der hier nicht beschriebenen EPR der Fall ist [Ort69].

Wenn das Mikrowellenfeld  $\vec{b}_{mw}$  klein gegenüber den anderen Feldern und senkrecht zum effektivem Feld  $\vec{B}_{ext}$  ausgerichtet ist, kann  $\vec{b}_{mw}$  eine Auslenkung aus der Gleichgewichtslage der Magnetisierung verursachen. In Analogie zu einem mechanischen Kreisel wirkt auf  $\vec{M}$  ein Drehmoment und es folgt eine Präzessionsbewegung um  $\vec{B}_{eff}$ .

### 2.2.2 Magnetische Relaxation nach Mikrowellenanregung

Im Experiment wird kontinuierlich Energie in Form von Mikrowellenleistung in das System eingebracht, so dass eine dauerhafte Präzessionsbewegung der Magnetisierung stattfindet. Beim Durchfahren des externen Feldes werden quasi statisch die verschiedenen Auslenkungsamplituden der Resonanzkurve durchgeföhren. Im Gegensatz dazu gibt es Experimente, bei denen zeitlich aufgelöst die Bewegung der Magnetisierung detektiert wird ([Bus11] und Referenzen darin).

Bei der Relaxation zurück in die Gleichgewichtsrichtung wechselwirken die Spins mit dem Kristallgitter, was durch die Gilbert-Dämpfung in Unterkapitel 2.2.2.1 beschrieben wird und einen Beitrag zur Linienbreite proportional zur Mikrowellenfrequenz verursacht. Es können zwei Magnonen, beschrieben in Unterkapitel 2.2.2.2, miteinander wechselwirken, was zu einem arcsin-förmigen Beitrag zur Linienbreite führt.

---

<sup>6</sup>Kleine Buchstaben werden für Einzelmomente, große für makroskopische oder isolierte Momente gewählt.



### 2.2.2.1 Gilbertdämpfung und Beiträge durch Inhomogenitäten

Die Relaxation, z. B. nach der Anregung mit einer Mikrowelle, zurück in die Gleichgewichtsrichtung wird durch einen von Gilbert beschriebenen Dämpfungsterm in Form einer viskosen Reibung beschrieben. Nach dieser ist per Definition die Dämpfung proportional zur Auslenkung [Gil04]. Das Maß für die Dämpfung  $\vec{R}$  wird durch den Dämpfungsparameter  $\alpha$  beschrieben:

$$\vec{R} = \frac{\alpha}{M} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.22)$$

Die Summe aus 2.18 und 2.22 ergibt die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLGG):

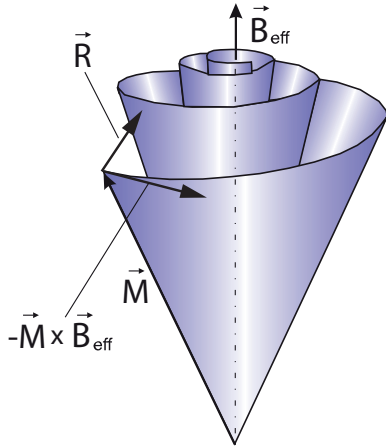
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} (\vec{M} \times \vec{B}^{eff}) - \frac{\gamma \cdot \alpha}{(1+\alpha^2)M} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}^{eff}) \quad (2.23)$$

Hierbei wurden Umformungen gemäß [Lin12] durchgeführt. Die Gleichung 2.23 beschreibt beim Relaxationsprozess eine Spiralbewegung entlang einer Kugeloberfläche, da  $M$  hier als konstant vorausgesetzt wird. Die aus der Gilbertform resultierende Linienbreite des FMR-Spektrum ist direkt proportional zur Anregungsfrequenz  $f$  [Lin12] [Jac83]:

$$\Delta B_G \sim \frac{\alpha}{\gamma} f \quad (2.24)$$

Zusätzlich können Inhomogenitäten in der Probe, z. B. in Form von minimalen Orientierungsvariationen von Kristalliten, zu einem konstanten Offset  $\Delta B_G = \text{konst.}$  in der Linienbreite führen.

Die Trajektorie der Magnetisierung ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die verschiedenen Beiträge in der LLGG führen zu einer Kreiselbewegung um das effektive Magnetfeld.

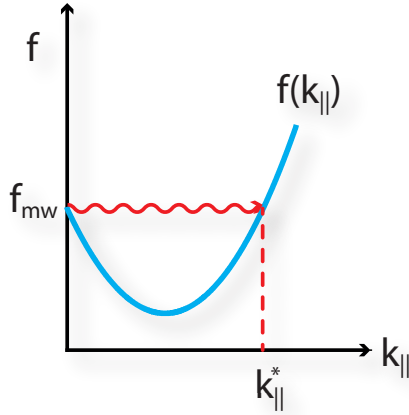


**Abbildung 2.3:** Trajektorie der Magnetisierung nach [Lin03a]. Die Spitze des Magnetisierungsvektors bewegt sich auf einer Kugeloberfläche zurück in Richtung des effektiven Magnetfeldes.  $-\vec{M} \times \vec{B}_{eff}$  gibt die Bewegungsrichtung der Magnetisierung an.  $\vec{R}$  gibt den Dämpfungsbeitrag in Richtung der Gleichgewichtsrichtung an.  $B_{eff}$  ist das effektive Magnetfeld.



### 2.2.2.2 Zweimagnonenstreuung

Es kann bei der Frequenz einer uniformen Anregung ein Zustand gleicher Energie mit  $k \neq 0$  existieren, wie es in Grafik 2.4 gezeigt ist. Dadurch ist es möglich, miteinander wechselwirkende Magnonen zu erzeugen, welche einen Beitrag zur Dämpfung leisten [Suh98] [Bar11] [Ari99]. Hierbei ist zu beachten, dass der Betrag der Magnetisierung nicht zwingend konstant ist und man ggf. zwei verschiedene Relaxationszweige beachten muss [Blo46].



**Abbildung 2.4:** Voraussetzung für Zweimagnonenstreuung ist, dass bei gleicher Energie wie der uniformen  $k = 0$  Mode ein weiterer Zustand  $k_{||}^*$  im Dispersionszweig existiert [Suh98].

Der resultierende Beitrag zur Linienbreite ist, mit  $B_{\perp} = \mu_0 M_{eff} = 2K_{2\perp}/M - \mu_0 M$  der effektiven Magnetisierung durch

$$\Delta B_{2m} \sim \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{4\pi^2 f^2 + (\gamma B_{\perp}/2)^2} - \gamma B_{\perp}/2}{\sqrt{4\pi^2 f^2 + (\gamma B_{\perp}/2)^2} + \gamma B_{\perp}/2}} \quad (2.25)$$

gegeben. Durch die Variablen im arcsin ergibt sich ein qualitativer Verlauf, der einem an Ordinate und Abszisse gespiegelten arcsin entspricht.

Alle gezeigten Dämpfungsmechanismen setzen sich zu einem frequenzabhängigen Verlauf wie in Grafik 1.1 zusammen. Ein Beitrag durch den Spin-Pumping-Effekt [Tse02] wäre gilbertartig.

### 2.2.3 Detektiertes Signal in der Ferromagnetischen Resonanz

Das Messsignal der Ferromagnetischen Resonanz ist die absorbierte Mikrowellenleistung einer Probe in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld. Diese Leistung kann über die Antwortfunktion der Magnetisierung auf das Hochfrequenzfeld, also der Hochfrequenzsuszeptibilität nach [Jac83] [Mec97] [Lin12] beschrieben werden.

Mit der Magnetisierung parallel zum externen Feld und der Beschränkung auf eine Dimension lässt sich der Zusammenhang zwischen Suszeptibilität und absorbierter

Leistung relativ leicht herleiten. Die zeitliche Entwicklung  $b(t)$  des magnetischen Anteils der Mikrowelle kann als sin- oder cos-Funktion mit einer Kreisfrequenz  $\omega$  und Amplitude  $b_{\text{mw}}$  beschrieben werden:

$$b(t) = b_{\text{mw}} \cos(\omega t) \quad (2.26)$$

Die Magnetisierung der Amplitude  $m_{\text{mw}}$  folgt diesem Feld mit einer von der material-spezifischen Eigenfrequenz abhängigen Phasenverschiebung  $\phi$ :

$$m(t) = m_{\text{mw}} \cos(\omega t + \phi) \quad (2.27)$$

Es wird im Folgenden  $b(t)$  und  $m(t)$  als Real- bzw. Imaginärteil zur Darstellung in einer komplexen Schreibweise gewählt:

$$\begin{aligned} m(t) &= m_{\text{mw}} e^{i(\omega t + \phi)} = m_{\text{mw}} e^{i\phi} e^{i\omega t} = \tilde{m} \cdot e^{i\omega t} \\ b(t) &= b_{\text{mw}} e^{i\omega t} = \tilde{b} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die komplexe Suszeptibilität  $\tilde{\chi}$  lässt sich als Proportionalität zwischen Anregungsfeld und Magnetisierung als

$$\tilde{\chi} = \frac{\tilde{m}}{\tilde{b}} = \frac{m_{\text{mw}}}{b_{\text{mw}}} e^{i\phi} \quad (2.29)$$

darstellen. Das Ganze wird zurück in Real- und Imaginärteil einer komplexen Zahl nach  $\tilde{\chi} = \chi' - i\chi''$  zerlegt und es werden im Folgenden die Bedeutungen der einzelnen Komponenten beschrieben.  $\tilde{\chi}$  ist die frequenzabhängige, materialspezifische Suszeptibilität und steht in Bezug zur Permeabilität  $\tilde{\mu}$  mit:

$$\tilde{\mu} = 1 + \tilde{\chi} = \mu' - i\mu'' \Rightarrow \mu' = 1 + \chi' \text{ und } \mu'' = \chi'' \quad (2.30)$$

Im komplexen  $\tilde{\chi}$  wird der Realteil  $\chi'$  als *in Phase* Magnetisierbarkeit einer Probe bezeichnet, der Imaginärteil beschreibt die verlustreichen *aus der Phase* Anteile der Anregung, wie später noch beschrieben wird. Per Definition von  $\tilde{\chi}$  ist die vom Feld  $b_{\text{mw}} \cos \omega t$  angeregte Magnetisierung  $m(t)$  der Realteil von

$$(\chi' - i\chi'') h_{\text{rf}} [\cos \omega t + i \sin \omega t] \quad (2.31)$$

und man erhält

$$m(t) = b_{\text{mw}} [\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t] \quad (2.32)$$

Die Leistungsdichte im Ferromagneten ist definiert durch [Lin12] [Jac83]

$$P(t) = \mu_0 b(t) \cdot \frac{dm(t)}{dt} = \mu_0 b_{\text{mw}}^2 \omega \cos \omega t (-\chi' \sin \omega t + \chi'' \cos \omega t) \quad (2.33)$$

und die mittlere absorbierte Leistung  $\langle P \rangle$  über eine Mikrowellenperiode  $T_0 = 2\pi/\omega_0$  ist dann mit  $\int_T \sin \omega t \cdot \cos \omega t \, dt = 0$  [Heu93]:

$$\begin{aligned} \langle P \rangle_{T_0} &= \frac{\langle w \rangle_{T_0}}{T_0} = \frac{\mu_0 \omega}{2\pi} \int b \cdot \frac{dm}{dt} \\ &= \frac{\mu_0 \omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_0} b_{\text{mw}}^2 \omega \chi'' \cos^2 \omega t \, dt \\ &= \frac{\mu_0 \omega^2}{2\pi} b_{\text{mw}}^2 \chi'' \left[ \frac{1}{2} t + \frac{1}{4\omega} \sin 2\omega t \right]_0^{2\pi/\omega_0} = \frac{1}{2} \mu_0 \omega_0 \chi'' b_{\text{mw}}^2 \end{aligned} \quad (2.34)$$

Die absorbierte Energie ist also direkt proportional zum Imaginärteil  $\chi''$  der Hochfrequenzsuszeptibilität und zeigt, dass ausschließlich dieser die verlustreichen Anteile trägt, da  $\chi'$  hier nicht enthalten ist. Im Allgemeinen muss  $\chi$  auf Grund der anisotropen magnetischen Eigenschaften als Tensor geschrieben werden. Daraus resultierende asymmetrische Magnetisierungsbewegungen sind z. B. in [Möl10] gezeigt.

## 2.3 Weitere Charakterisierungsmethoden

Neben der **FMR** wurden noch weitere Charakterisierungsmethoden verwendet, deren physikalische Prinzipie hier gezeigt werden sollen. Die für die Suszeptibilitätsmessungen am **PEEM** benötigten Grundlagen befinden sich in Kapitel 2.3.1. Da diese und andere Messungen mit Hilfe des **XMCD** durchgeführt wurden, sind Grundlagen hierzu in Kapitel 2.3.2 aufgeführt. Die *ex situ* Hysteresen wurden mit dem in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen **MOKE** gemessen. Die strukturellen und chemischen Charakterisierungen der *in situ* Filme wurden mit **LEED** – Unterkapitel 2.3.4 – und **AES** – Unterkapitel 2.3.5 – durchgeführt.

### 2.3.1 Konventionelle Suszeptibilitätsmessungen

Als magnetische Suszeptibilität wird die Antwortfunktion einer magnetisierbaren Probe auf ein externes Magnetfeld bezeichnet. Dieses kann ein statisches oder ein Wechselfeld mit einem breiten Spektrum von Frequenzen sein. Im statischen Fall erhält man die Magnetisierungskurve eines Magneten. In der bereits beschriebenen Ferromagnetischen Resonanz wird der Hochfrequenz-Suszeptibilitätstensor mit Wechselfeldern im Bereich von GHz betrachtet, bei zusätzlichem Durchfahren eines statischen Magnetfeldes.

Bei der konventionellen Suszeptibilitätsmessung zur Curietemperaturbestimmung wird ein sehr kleines ( $< 1$  mT), magnetisches Wechselfeld angelegt und die lineare Antwortfunktion betrachtet:

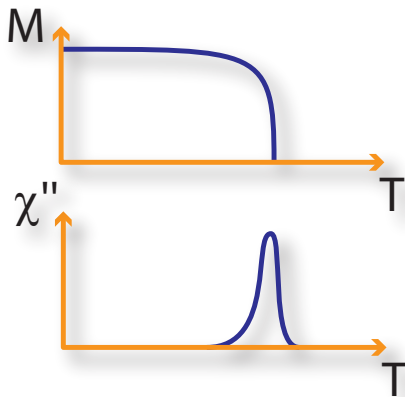
$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}. \quad (2.35)$$

Hier ist  $M$  =Magnetisierung,  $\chi_m$  = magnetische Suszeptibilität,  $H$  = externes Magnetfeld.  $\chi_m$  kann einen Wert zwischen  $-1$  für Supraleiter und bis über 100000 z. B.

für ferromagnetisches **Py** annehmen. Typische Werte nicht ferromagnetischer Stoffe liegen im Bereich von z. B. Wasser  $\chi_m = 0.9 \cdot 10^{-5}$ , ein eher großer Wert ist hierbei z. B. Wismut mit  $\chi_m = -17 \cdot 10^{-5}$ . Als besonderes Beispiel für einen Diamagneten sei hier pyrolytisches Graphit mit einer anisotropen Suszeptibilität von  $\chi_m = 45 \cdot 10^{-5}$  senkrecht und  $\chi_m = 8.5 \cdot 10^{-5}$  parallel zu den Schichtebenen genannt [Tip00] [Sim00]. Der Diamagnetismus ist hier im Vergleich zur Dichte groß genug, um es über geschickt angeordnete Permanentmagnete in wenigen Millimetern Höhe schweben zu lassen.

Die Betrachtung von para- und ferromagnetischen Stoffen ist komplizierter als die der Diamagnete, was im Wesentlichen am Sättigungsverhalten liegt. Insbesondere Ferromagnete können auch bei sehr kleinen Feldern  $< 1 \text{ mT}$  bereits sättigen und stellen somit keine lineare Antwortfunktion dar. Um mit Hilfe von Suszeptibilitätsmessungen den magnetischen Phasenübergang zu untersuchen, wird von einem Übergang von ferro- zu paramagnetisch ausgegangen. Die Suszeptibilität oberhalb von  $T_c$  lässt sich hier durch das Curie-Weiss-Gesetz [Stö00] mit  $T_c$  = Curietemperatur,  $T$  = Temperatur,  $C$  = Curiekonstante beschreiben [Ber04a]:

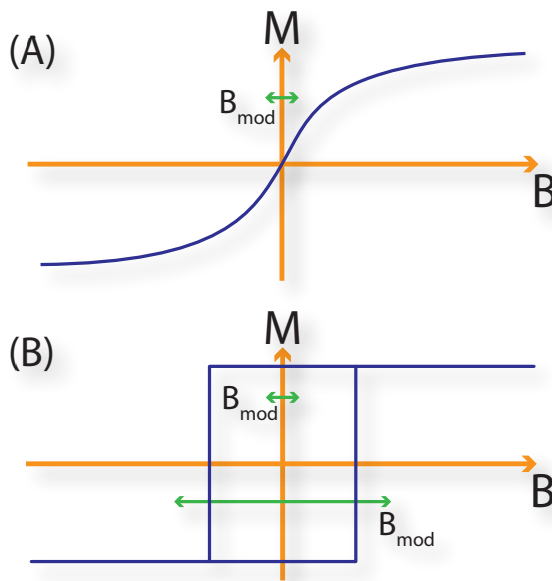
$$\chi_m = \frac{C}{T - T_c} \text{ mit } C = \frac{1}{3} \frac{N_A}{k_B} \mu^2 \quad (2.36)$$



**Abbildung 2.5:** Schematischer Verlauf von  $M$  bzw.  $\chi''$  über der Temperatur. Die Magnetisierung verschwindet bei  $T_c$ . An diesem Punkt wird das Suszeptibilitätssignal maximal.

Dabei ist  $\mu$  das atomare magnetisches Moment,  $k_B$  = Boltzmannkonstante und  $N_A$  = Avogadro-Konstante;  $C$  ist also materialspezifisch. Man beachte, dass die Suszeptibilität am Phasenübergang  $T_c$  divergiert und damit eine leicht messbare Größe darstellt. Im Experiment gilt diese Beschreibung nur für einen Entmagnetisierungsfaktor  $N=0$ . Ein typischer Verlauf dieser Messgröße ist in Abbildung 2.5 gezeigt, wo der gemessene Imaginärteil aufgetragen ist. In etwa dort, wo sich die Magnetisierung gegen Null reduziert, ist das Suszeptibilitätssignal am größten. Die Öffnung einer Hysterese bzw. die magnetische Anisotropieenergie ist ebenfalls ein temperaturabhängiger Effekt (Kapitel 2.1.5). Je näher man sich  $T_c$  nähert, umso kleiner ist das Koerzitivfeld. Bei einem

Wechselfeld konstanter Amplitude wird mit steigender Temperatur das Koerzitivfeld irgendwann kleiner als das Wechselfeld sein. Das Feld reicht also ab einer gewissen Temperatur aus, um die ferromagnetische Probe umzumagnetisieren und man erhält ein Suszeptibilitätssignal von der ferromagnetischen Phase. Die genannten Verhaltensweisen sind in den Abbildungen 2.6(A) und (B) dargestellt. In (A) ist das paramagnetische, zum Modulationsfeld proportionale Signal dargestellt, während in (B) das zuletzt beschriebene Phänomen abgebildet ist. Das gemessene Signal wird im Allgemeinen eine Überlagerung dieser beiden Effekte sein. In der Auswertung in Kapitel 3.2 wird je nach Problemstellung entweder das Maximum des Suszeptibilitätssignales oder die reziproke Steigung oberhalb  $T_c$  nach Gleichung 2.36 ausgewertet.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung des Ursprunges des Suszeptibilitätssignales. Im Allgemeinen wird davon ausgegangen, dass man den Phasenübergang von ferro- zu paramagnetisch detektiert und das Signal von der paramagnetischen Probe kommt (A). In (B) wird die temperaturabhängige Änderung der Anisotropie nach Gleichung 2.8 detektiert. Je nach Auswertungsmethode können sich dadurch abweichende Curietemperaturen ergeben.

Zusätzlich soll hier noch erwähnt werden, dass im Bereich der Phasenübergänge die Frequenz des angelegten Feldes eine entscheidende Rolle spielt. Die Ummagnetisierung findet mit einer von der Zeit abhängigen Wahrscheinlichkeit statt. Wartet man länger, werden im Falle einer ferromagnetischen Probe mehr Domänen ummagnetisiert. Im Extremfall können hier SQUID-Messungen mit FMR-Messungen verglichen werden: Im ersten Fall wirken Nanopartikel (super-)paramagnetisch, während die Messung mit der FMR Ferromagnetismus zeigt. Der Unterschied ist hier die Messung einer Hysterese im Bereich von mehreren Minuten bis Stunden im Vergleich zu Anregungsfrequenzen im Bereich von  $\approx 10$  GHz (Zeit einer Schwingung  $\approx 0.1$  ns) [Ant06]. Phasenübergänge sind also scheinbar ein in der Zeitdomäne variables Phänomen; quantitative Werte der Curietemperatur hängen von der Messmethode ab.

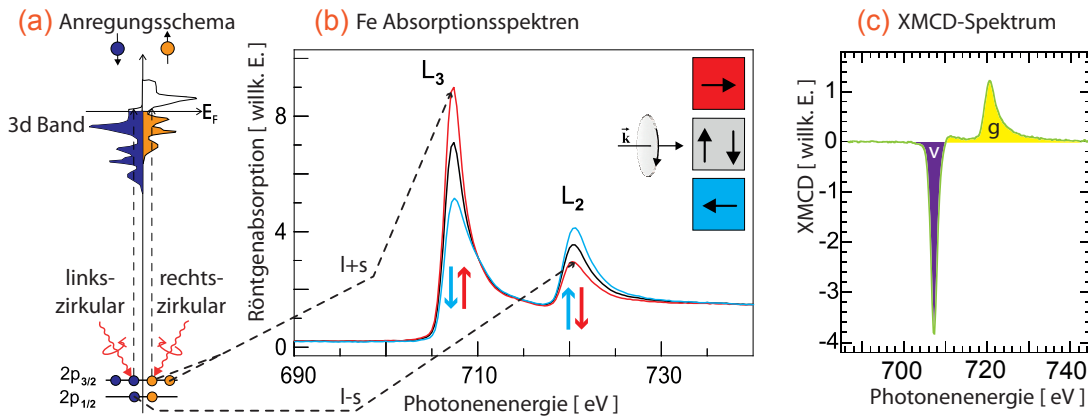
### 2.3.2 Magnetischer Röntgen-Zirkular-Dichroismus

Der XMCD ist die unterschiedliche Absorption von rechts- bzw. linkszirkular polarisierter Röntgenstrahlung in einer ferromagnetischen Probe. Zunächst wird im Folgenden die allgemeine Absorption von Röntgenstrahlung in einem Medium betrachtet. Elektromagnetische Wellen werden in der Regel nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz absorbiert. Nach Durchlaufen einer Dicke  $d$  ist von der Anfangsintensität  $I_0$  noch der Anteil  $I(E, d)$  vorhanden:

$$I(E, d) = I_0 \cdot e^{-\xi_E \cdot d} \quad (2.37)$$

$\xi_E$  ist der energieabhängige Abschwächungskoeffizient unter Vernachlässigung von Compton- und Rayleighstreuung bei dominierendem Photoeffekt [Wen04]. Für die Absorption von der in dieser Arbeit betrachteten Röntgenstrahlung müssen die Auswahlregeln von elektrischer Dipolstrahlung erfüllt sein:

$$\Delta m_s = 0 \text{ und } \Delta m_l = \pm 1 \quad (2.38)$$



**Abbildung 2.7:** Schemadarstellung des XMCD-Effektes. a: betrachtete Übergänge für die verschiedenen Spinrichtungen (orange und blau dargestellt). b: resultierende Spektren für verschiedene Magnetisierungsrichtungen. c: resultierendes XMCD-Spektrum. Modifizierte Abb. nach [Stö06].

Bei Absorption an der  $L_{2,3}$ -Kante werden Elektronen aus kernnahen  $2p$ -Niveaus resonant in freie Zustände an der Fermikante, den  $3d$ -Niveaus angehoben (siehe Bild 2.7(a)). Das dazugehörige Absorptionsspektrum von linear polarisiertem Röntgenlicht ist in Abbildung 2.7(b) in Schwarz gezeigt. Die beiden Peaks entstehen durch die Aufhebung der Entartung der Spinniveaus durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die  $L_3$ -Kante beschreibt den Fall für  $l + s$ , während die  $L_2$ -Kante den Fall  $l - s$  zeigt. Die Intensität

der Absorptionskanten ist nach der ersten Summenregel proportional zur Anzahl der freien Zustände an der Fermikante im  $3d$ -Band [Sch87].

Zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften mit Hilfe der Röntgenabsorption werden Spektren mit jeweils rechts- bzw. linkszirkular polarisiertem Licht aufgenommen. Durch seine Helizität kann das Photon einen Drehimpuls an das Elektron übertragen [Stö93]. Hierbei ändert sich der Bahndrehimpuls und nicht der Spin des Elektrons, da Spinflips für Dipolstrahlung verboten sind. Die Absorptionswahrscheinlichkeit bei konstanter Helizität ist für die beiden Spinrichtungen unterschiedlich und wird mit Hilfe der Clebsch-Gordon-Koeffizienten berechnet [Nol02]. In Abbildung 2.7(b) sind in Rot und Blau die Spektren für unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen gezeigt, welche das gleiche Ergebnis erzeugen wie unterschiedliche Helizitäten des Röntgenlichtes, da nur die Helizität im Vergleich zur Magnetisierungsrichtung eine Rolle spielt (dies folgt auch aus den Clebsch-Gordon-Koeffizienten). Die Intensitäten der  $L_3$ - und  $L_2$ -Kanten verändern sich antiproportional zueinander und weisen einen Dichroismus von typischerweise bis zu 20% auf. Hierbei ist zu beachten, dass ein Spektrum jeweils Signale von beiden Spinrichtungen zeigt, da die Helizität der Photonen mit dem Bahnmoment wechselwirkt und nicht mit dem Spin. Entsprechend werden für die beiden Fälle  $l+s$  und  $l-s$  in einem Spektrum zwei Spinorientierungen untersucht, wie es mit den gestrichelten Pfeilen in der Abbildung angedeutet ist. Dies erklärt auch sehr anschaulich, warum sich bei Ummagnetisierung / Wechsel der Helizität die Intensitäten der  $L_3$ - und  $L_2$ -Kanten antisymmetrisch verschieben: Die freien Zustände an der Fermikante für die jeweilige Spinrichtung nehmen in einem Fall zu, im anderen ab. Bei der Ummagnetisierung ist die Änderung gegenläufig.

Aus der Differenz der beiden Spektren für die einzelnen Helizitäten ergibt sich das eigentliche XMCD-Signal, wie es in Abbildung 2.7(c) in Grün gezeigt ist. Wie oben beschrieben sind beide Absorptionskanten auf die dazugehörige Spinrichtung sensitiv, so dass sich aus dem Flächenbetrag  $v + g$  des Differenzspektrums ein Wert proportional zum gesamten Spinmoment ergibt, weil die Differenz der Einzelspektren je Helizität die Differenz der Zustandsdichte an der Fermikante ermittelt.  $v$  ist hierbei die Fläche der Differenz unter den  $L_2$ -Kanten und  $g$  die Fläche der Differenz unter den  $L_3$ -Kanten.

Die Flächen  $v$  und  $g$  sollten auf Grund der Symmetrie des Spinmomentes gleich sein [Kuc04]. Die Abweichung von dieser Annahme stellt das durch die Bahnbewegung des Elektrons verursachte magnetische Moment dar. Die Differenz  $v - g$  ist also, nach weiteren Summenregeln, proportional zum Bahnmoment [Stö93] [Kuc04]. Die Auswirkung der Wahl Lage der Energie bei der zwischen der  $L_3$ - und  $L_2$ -Kante unterschieden wird, ist in [Ney98] ausführlich diskutiert worden.

Die Summenregeln, mit  $p$  : Integral über  $L_3$ -Kante sowie  $q$  : Integral über  $L_3$ - und  $L_2$ -Kanten, lauten im Einzelnen [Stö93]:

$$m_s = -\frac{(3p - 2q)}{r} \cdot t \quad (2.39)$$

$$m_l = -\frac{2q}{3r} \cdot t \quad (2.40)$$

Aus ihnen kann

$$g = 2 \cdot \left(1 + \frac{m_l}{m_s}\right) \quad (2.41)$$

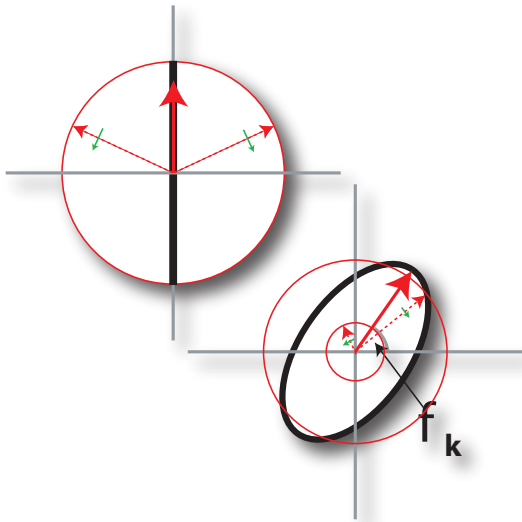
berechnet werden. Korrekturen bezüglich des Einfallswinkels  $\theta$ , des Polarisationsgrades  $P_c$  und  $n_h$  der Löcherkonzentration sind in

$$t = \frac{n_h}{\cos \theta \cdot P_c} \quad (2.42)$$

enthalten, wobei  $n_h = 3.49$  aus Dichte-Funktional-Theorie-Simulationen bestimmt ist. Für den Wert des g-Faktors kürzen sich diese Parameter weg, g ist also genauer bestimmbar als die einzelnen magnetischen Momente. Anhand der *Whiteline*, also des Spektrum mit linear oder unpolarisierter Strahlung, wird der Beitrag der *s* und *p* Orbitale zum Absorptionsspektrum mit einer Stufenfunktion korrigiert [Kuc04], deren Stufenhöhe den für g ebenfalls ausgekürzten Faktor *r* angibt.

### 2.3.3 Magnetooptischer Kerreffekt

Die Beschreibung des Magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) wurde aus [Röm07] übernommen. Linear polarisiertes Licht kann als Linearkombination von rechts- und linkszirkular-polarisiertem Licht gleicher Amplitude, Frequenz und Phase beschrieben werden [Ber04b]; zur Veranschaulichung dient Abbildung 2.8.



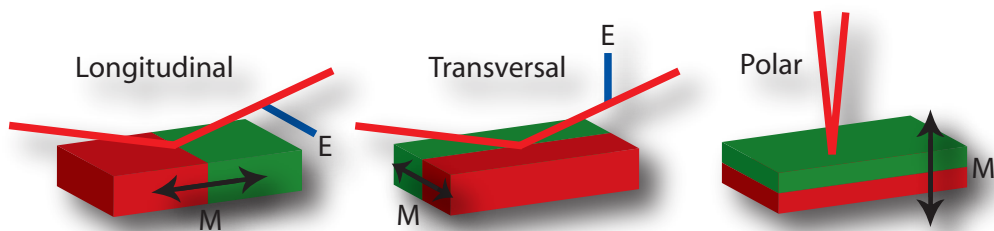
**Abbildung 2.8:** Linear polarisiertes Licht kann als Überlagerung von rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht gleicher Amplitude, Frequenz und Phase beschrieben werden (links). Durch Phasenverschiebung und Absorption kommt es zu einer Drehung der Polarisationsachse und zur Elliptisierung (rechts). Die roten Kreise zeigen den Verlauf der einzelnen Vektoren und in Schwarz ist die resultierende Überlagerung zu den verschiedenen Zeitpunkten während eines Umlaufes beider Vektoren gezeigt.



Der **MOKE** [Ker76] äußert sich in einer Drehung der Polarisationsrichtung eines linear polarisierten Lichtstrahls – in der Regel Laserlicht im sichtbaren Wellenlängenbereich von 550 nm bis 700 nm – und der Elliptisierung der elektromagnetischen Welle. Der **MOKE** dient in erster Linie zur Messung von Hysteresekurven, kann aber auch für zeitaufgelöste Dynamikmessungen [Zha09] oder Detektion der **FMR** [Möl06] verwendet werden. Es gibt im Wesentlichen zwei unterschiedliche Arten der Detektion der sogenannten Kerrdrehung und der durch die Absorption verursachten Kerrelliptizität.

- *Dynamisch*: Messung mittels Lock-In-Technik und Detektion der Modulation der Polarisationsrichtung.
- *Statisch*: Messung in annähernder Auslöschung des Laserlichtes über zwei in der Polarisationsachse senkrecht zueinander stehende Polarisatoren (in dieser Arbeit verwendet).

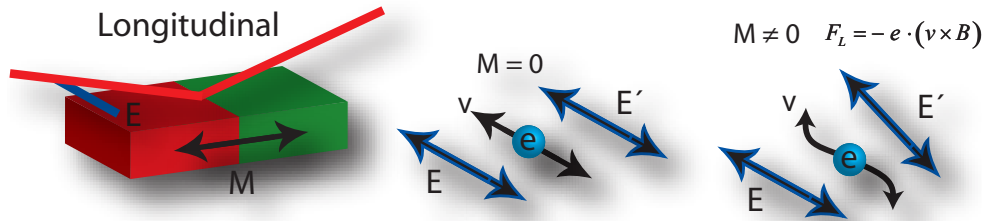
Es gibt drei verschiedene Geometrien zur Messung des **MOKE**. Diese werden in die unterschiedlichen Ausrichtungen des E-Feldes der elektromagnetischen Welle bezüglich der Magnetisierung unterteilt. Dargestellt ist dies in Abbildung 2.9.



**Abbildung 2.9:** Die verschiedenen Messgeometrien des MOKE. Die longitudinale und transversale Messanordnung sind sensitiv auf die Magnetisierung in der Ebene, während die polare sensitiv auf die zur Probenebene senkrechte Komponente ist. In allen Fällen liegt die E-Feldkomponente der elektromagnetischen Welle senkrecht zur Magnetisierung. Transversal und longitudinal unterscheiden sich darin, dass die Magnetisierung entweder in (longitudinal) oder senkrecht (transversal) zu der Einfallsebene des Laserstrahls liegt.

Die Kerrdrehung findet in transparenten Stoffen statt, während eine zusätzliche Elliptisierung – bedingt durch die unterschiedliche Absorption – nur bei absorbierenden Materialien existiert. Die Kerrdrehung kann anschaulich mit Hilfe der Lorentzkraft erklärt werden: Das Magnetfeld wird durch die inneren Felder der magnetisierten Probe hervorgerufen. Der elektrische Anteil der einfallenden Lichtwelle regt ein Elektron in der Probe zum Schwingen an, und je nach Bewegungsrichtung wird das Elektron in die eine oder andere Richtung abgelenkt. Die bewegte Ladung wiederum erzeugt eine

elektromagnetische Welle, die in der Polarisationsachse im Vergleich zur einfallenden Welle gedreht ist. Dies zeigt Abbildung 2.10. In der Linearkombination der verschiedenen zirkular polarisierten Wellen kommt es zu einer Phasendifferenz zwischen den Teilwellen. Die Beschreibung der Elliptisierung ist in [Bru96] und [Röm07] zu finden.



**Abbildung 2.10:** Die Grafik veranschaulicht die Drehung der Polarisationsachse durch eine Magnetisierung. Hier schwingt das Elektron in der Filmebene, angeregt durch das E-Feld der elektromagnetischen Welle. Bei  $M = 0$  sind keine internen Felder vorhanden, und das Elektron bewegt sich geradlinig. Bei vorhandenen internen Feldern wirkt die Lorentzkraft, so dass die Schwingungsrichtung des Elektrons beeinflusst wird, wodurch die Polarisationsachse gedreht wird (Abbildung schematisch).

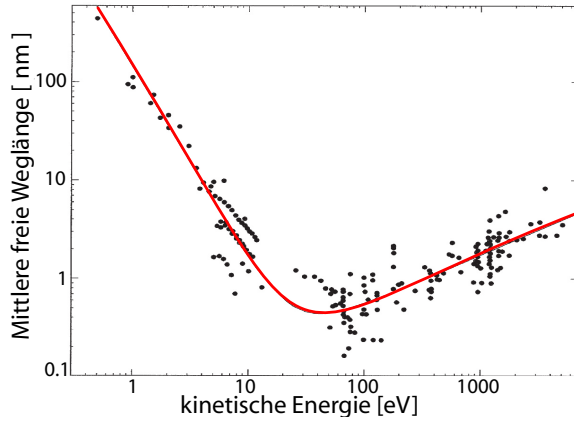
### 2.3.4 Niederenergetische Elektronenbeugung

Für epitaktisches Wachstum muss sichergestellt sein, dass die Oberfläche, auf die Material aufgebracht werden soll, atomar geordnet ist. Außerdem muss strukturell geklärt sein, dass der gewachsene Film auch wirklich Epitaxie aufweist. Zur Überprüfung bietet sich die niederenergetische Elektronenbeugung **LEED** an. Die hierbei verwendeten kinetischen Energien von 10 – 300 eV besitzen eine mittlere freie Weglänge von  $< 3$  nm, wie man dem Graphen 2.11 aus Quelle [Our03] entnehmen kann.

Die Elektronen der De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$  werden parallel zur Filmnormale auf die Probe beschleunigt und an dieser elastisch gebeugt. Hierbei ist  $m$  die Masse des Elektrons und  $E$  die kinetische Energie des Elektrons. Die Wellenlänge entspricht bei den genannten Energien der Größenordnung atomarer Abstände und kann somit für die Bragg-Beugung verwendet werden. Die Bragg-Bedingung in vektorieller Schreibweise im reziproken<sup>7</sup> Raum lautet wie folgt [Our03]:

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}' - \vec{k}_0 = \vec{G}_{hkl} \text{ mit } \vec{k} = 2\pi/\lambda \quad (2.43)$$

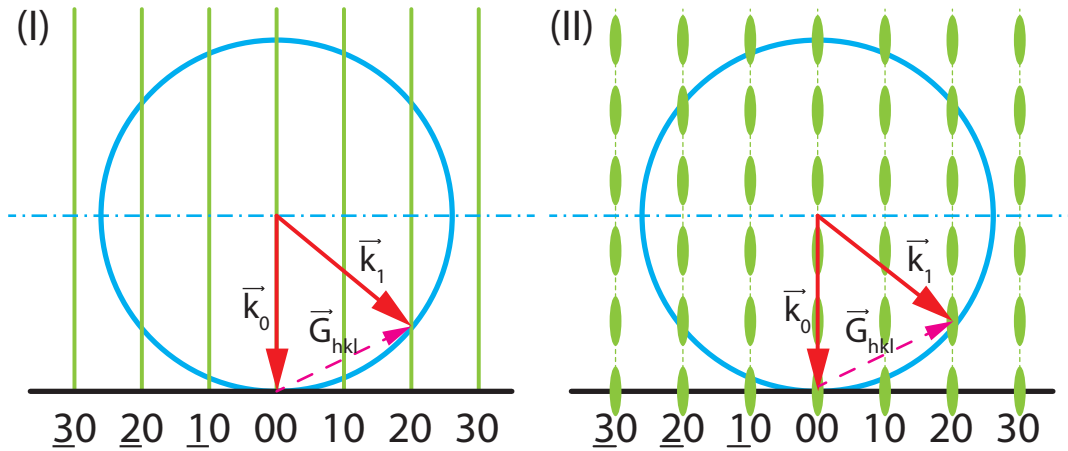
<sup>7</sup>Die nachfolgend genannten Vektoren sind der Übersichtlichkeit halber nicht alle explizit mit dem Adjektiv reziprok versehen.



**Abbildung 2.11:** Gezeigt ist die mittlere freie Weglänge von Elektronen im Festkörper in Abhängigkeit von der kinetischen Energie. Für die bei LEED verwendeten Energien von 10 – 300 eV liegt diese im Bereich von 0.2 – 3 nm und ist damit oberflächensensitiv. Die maximale Oberflächensensitivität liegt bei ca. 50 eV und ist der in dieser Arbeit bevorzugte Energiebereich. Modifizierter Graph nach [Our03].

Hierbei ist  $\Delta\vec{k}$  die Änderung des Wellenvektors,  $\vec{k}'$  der Wellenvektor der gebeugten Elektronen,  $\vec{k}_0$  der einfallende Wellenvektor und  $\vec{G}_{hkl}$  ein reziproker Gittervektor. Diese Bedingung kann auch graphisch als Ewaldkonstruktion [Bue77] dargestellt werden, wie es in Abbildung 2.12 für den zweidimensionalen Fall gezeigt ist. Die Ewaldkugel reduziert sich in diesem Fall auf einen Kreis mit dem Radius  $r = |\vec{k}_0|$ . Die Reduzierung auf zwei Dimensionen ist äquivalent zu einer dreidimensionalen Struktur mit unendlichem Gitterabstand in der dritten Raumrichtung. Dies resultiert im reziproken Raum in unendlich dichtgefolgten Punkten, den in Abbildung 2.12-(I) gezeigten Streifen. Die betrachteten Elektronen besitzen jedoch eine, wenn auch geringe, Eindringtiefe in das Material und die Idealisierung trifft nicht mehr zu. Der daraus resultierende Übergang vom ideal zweidimensionalen Fall zu wenigen Atomlagen ist in Abbildung 2.12-(II) gezeigt, wo die Streifen in die Linsenform übergehen.

Man betrachtet nun einen Wellenvektor  $\vec{k}_0$ , der vom Ursprung der Ewaldkugel auf den Gitterpunkt (0,0) zeigt. Konstruktive Interferenz nach der Braggbedingung findet nur dann statt, wenn die Streuvektoren auf die Schnittpunkte des Ewaldkreises und den beschriebenen Beugungsstreifen zeigen, wie es beispielhaft für  $\vec{k}_1$  gezeigt ist. Eine Änderung der kinetischen Energie der Elektronen variiert den Radius des Ewaldkreises und führt bei einer energieabhängigen Messung zu einer oszillatorischen Intensitätsschwankung der Beugungspunkte. Die Periodizität ist ein Maß für den Netzebenenabstand parallel zu  $\vec{k}_0$ . Die laterale Ausdehnung der Beugungsreflexe ist ein Maß für die Ordnung der periodischen Struktur: Je höher die Güte des Reflexes, desto besser ist die strukturelle Ordnung. Kristallfehler oder Verunreinigungen im Allgemeinen lassen die Reflexe unschärfer werden. Eine erhöhte Substrattemperatur reduziert bei Vernachlässigung der thermischen Ausdehnung lediglich die Intensität der LEED-Reflexe und wirkt sich nicht auf die Lage oder Schärfe derselbigen aus.



**Abbildung 2.12:** Gezeigt sind die Ewaldkonstruktionen für zweidimensionale Strukturen. Niederenergetische Elektronen werden am Gitter gebeugt und können nur in Richtung der Schnittpunkte gebeugt werden, wie beispielhaft mit  $\vec{k}_1$  gezeigt ist.  $\vec{G}_{hkl}$  ist ein reziproker Gittervektor. Der Fall (I) ist für infinitesimal dünne Schichten guter Periodizität in der Ebene mit scharfen LEED-Punkten, während Teilbild (II) die Änderung für geringe Schichtdicken mit verschmierten LEED-Punkten zeigt.

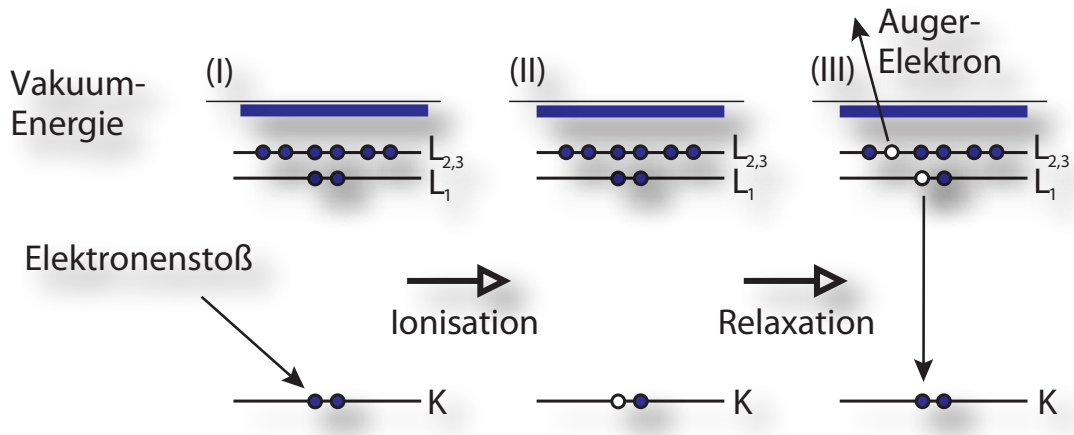
Eine natürliche Unschärfe der Reflexe ist dadurch gegeben, dass die Transferlänge<sup>8</sup> des Elektronenstrahls im Bereich von 10 nm liegen und somit kein quasi unendlich ausgedehnter Probenbereich gemessen werden kann [Our03]. Die zusätzlich zu den hier beschriebenen Eigenschaften gewonnenen Kristallinformationen sind z. B. den LEED-Bildern 4.29 und 4.42 zu entnehmen.

### 2.3.5 Auger-Elektronen-Spektroskopie

Die chemische Charakterisierung von Substraten und Filmen wurde mit Hilfe eines Staib Instruments<sup>TM</sup> DESA 100 Augerspektrometers durchgeführt. Der hierfür verwendete physikalische Effekt ist der Augerprozess [Dem04b], der in Abbildung 2.13 dargestellt ist. Die nachkolorierte Grafik wurde [Keb06] entnommen und lediglich die Beschriftung wurde in das Deutsche übersetzt.

Die Vorgänge werden exemplarisch am KLL-Übergang erläutert. Ein auf mehrere keV beschleunigtes Elektron stoßionisiert ein Elektron aus der K-Schale eines Atoms (s. Abb. 2.13-a). Es entsteht ein freier Platz, der unter Abgabe der Energie  $E_{K-L_1}$  von einem Elektron des  $L_1$ -Niveaus wieder besetzt wird. Diese Energie wird nun an ein Elektron aus der  $L_{2,3}$ -Schale abgegeben und ionisiert dieses, sofern die Bindungsenergie

<sup>8</sup>Kohärenzlänge des Elektronenstrahls, welche durch die Apparatur gegeben ist und hier ca. 10 nm beträgt.



**Abbildung 2.13:** Schematische Darstellung des Augerprozesses am Beispiel des KLL Übergangs. (I) Ein 3 – 5 keV-Elektron stößt mit einem Rumpfniveauelektron und entfernt dieses. (II) Ein freier Zustand entsteht. (III) In den unbesetzten Zustand relaxiert ein Elektron unter Energieabgabe an ein Elektron niedrigerer Bindungsenergie. Bildquelle: [Keb06], geändert.

kleiner als  $E_{K-L_1}$  ist. Die kinetische Energie des Elektrons ist dadurch elementspezifisch mit:  $E_{kin} = E_{L_1} - E_K - E_B$  mit  $E_{L_1}$  bzw.  $E_K$  Energie des  $L_1$ - bzw. K-Niveaus und  $E_B$  = Bindungsenergie. Alle hier betrachteten Energien sind jeweils elementspezifisch.

Die anschauliche Vorstellung von einem temporären Photon beim Übergang  $K \rightarrow L$  widerspricht den nicht nötigen Auswahlregeln für den Übergang; es erfolgt ein direkter Energieübertrag zwischen den Elektronen. Der Augerübergang ist somit als strahlungsfrei zu betrachten [Hak02]. Ein geschichtlich interessanter Artikel zur Elektronenauslösung aus dem Atom ist in Lise Meitners Arbeit *Über die  $\beta$ -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der  $\gamma$ -Strahlung* [Mei22] zu finden.

Im Experiment wird ein auf ca. 0.5 mm Durchmesser fokussierter Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie von 3 keV bis 7 keV auf die Probe gerichtet und führt dort den Augerprozess durch. Die emittierten Augerelektronen werden spektroskopiert. Man erhält ein Spektrum, in dem die Anzahl detektierter Elektronen über der kinetischen Energie aufgetragen wird. Entsprechend den erwarteten Übergängen werden bei dazugehörigen Energien mehr Elektronen emittiert als bei anderen. Ein typisches Spektrum von sauberem Galliumarsenid zeigt Abbildung 4.43.

Wie schon in Abbildung 2.11 aufgeführt, ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen auch in diesem Energiebereich gering. Zusätzlich dazu sind die Augerelektronen allesamt niederenergetischer und können damit nur aus einer geringen Probentiefe von 0.2 – 3 nm emittiert werden. Durch diese Eigenschaft ist AES die bevorzugte Methode chemischer Charakterisierung von dünnen Schichten auf volumenartigem Material.

## 2.4 Niederdruckplasma

Ein homogenes Gemisch aus positiven und negativen Ladungen mit daraus resultierender geringer Raumladung wurde 1928 von I. Langmuir als Plasma definiert [Lan28]. Dieses ist auf Grund der freien Ladungsträger elektrisch leitfähig, aber die Debye-Länge<sup>9</sup> ist klein gegenüber der räumlichen Begrenzung, somit ist es weitgehend elektrisch neutral. Durch ständige Ionisation und Rekombination der Ladungsträger emittiert ein Plasma in der Regel für das Gas charakteristische Photonen. Um verschiedene Plasmaarten unterscheiden zu können, werden in der Regel die Plasmadichte, die Temperatur der Ladungsträger und der Ionisationsgrad betrachtet.

Die Energie kann durch verschiedene Methoden dem Plasma hinzugeführt werden. Ein Beispiel ist die induktive Einkopplung, bei der ein elektrisches Wechselfeld an das für das Plasma verwendete Gas angelegt wird. Zunächst werden einzelne Elektronen-Ionen-Paare gebildet, die dann durch Stöße lawinenartig mehr Ladungsträger erzeugen und damit das Gas in den Plasmazustand bringen. In Abhängigkeit vom Gasdruck und der eingeführten Energie wird ein Gleichgewicht der Ladungsträgerdichte eingestellt.

**Plasmadichte** Neben einer Anzahl  $n_0$  von elektrisch neutralen Teilchen gibt es  $n_i$  Ionen und  $n_e$  Elektronen. Durch die Ladungsneutralität in einem endlichen Volumen ergibt sich die Bedingung  $n_i = n_e = n$ . Die *Plasmadichte* ist die Anzahl der z. B. negativen Ladungsträger  $n$  pro Volumeneinheit und liegt bei den verwendeten niederenergetischen Plasmen im Bereich von  $10^{10} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Sie kann jedoch ein Vielfaches der atomaren Teilchendichte betragen.

**Plasmatemperatur** Man unterscheidet bei Plasmen zwischen heißem und kaltem Plasma. Dazu wird zunächst die Temperatur der Ionen  $T_i$ , die der Neutralteilchen  $T_0$  und die der Elektronen mit  $T_e$  bezeichnet. Unter Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich  $T_e \gg T_i$  mit  $T_i \approx T_0$ . Auf Grund der geringen Masse der Elektronen im Vergleich zu den Ionen (Verhältnis etwa  $10^{-3} - 10^{-5}$ ) und der größeren mittleren freien Weglänge der Elektronen können diese wesentlich mehr kinetische Energie aufnehmen. Es ergeben sich dadurch Elektronentemperaturen von  $1000 - 100\,000 \text{ K}$ , während die Ionen und neutralen Teilchen etwa eine Temperatur der Umgebung von z. B.  $295 \text{ K}$  haben. Die gefühlte und mit einem Thermoelement gemessene Temperatur liegt bei  $50 \text{ W}$  nur ca.  $5 \text{ K}$  über der Umgebungstemperatur.

Das daraus resultierende, im thermodynamischen Ungleichgewicht befindliche Gas, wird als *kaltes Plasma* bezeichnet. Im Gegensatz dazu ist ein *heißes Plasma* im thermodynamischen Gleichgewicht und besitzt *mittlere* Temperaturen<sup>10</sup> von mehreren tausend Kelvin [Mod00].

---

<sup>9</sup>Auch Abschirmlänge. Die Länge, auf der das Potential eines Ladungsüberschusses auf den  $e$ -ten Anteil abgefallen ist.

<sup>10</sup>Gemittelte Temperatur von Ionen- und Elektronen.

**Ionisationsgrad** Der Ionisationsgrad  $\alpha$  ist die Gesamtzahl der Gasionen  $N_i$  normiert auf die Gesamtanzahl der ionischen und neutralen Teilchen  $N_i + N_0$  und wird Saha-Egger-Gleichung genannt [Her63]:

$$\alpha = \frac{N_i}{N_i + N_0} = \frac{n_i}{n_i + n_0} \quad (2.44)$$

Für kaltes Niederdruckplasma bei einem Druck von  $10^{-3} - 10^{-2}$  mbar und einer Plasmadichte von  $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  liegt der Ionisationsgrad in der Größenordnung von  $\alpha = 10^{-4} - 10^{-3}$  [Tru09a].

Maximale Ionisationsgrade von  $\leq 1$  werden im Hochdruckplasma in modernen Fusionsreaktoren erreicht. Bei Teilchendichten, die unter Normalbedingungen einem Hochvakuumbereich ( $10^{-4} - 10^{-5}$  mbar) entsprechen, wird auf Grund der hohen Temperatur von ca.  $10^8 \text{ K}$  der Normaldruck erreicht. Der Druck steigt in diesem Fall also um etwa 7 – 8 Größenordnungen an.

### 3 Ortsaufgelöste Bestimmung der Curietemperatur

Im Schichtdickenbereich von wenigen atomaren Monolagen können sich auf Grund von *finite size* Effekten viele Eigenschaften dramatisch verändern. Auch bei größeren Nanopartikeln kommt es, je nach Komposition, zu paramagnetischem [Mar07] oder superparamagnetischem [Tru09b] Verhalten<sup>1</sup>, und Grenzflächenbeiträge jeglicher Art spielen eine stärkere Rolle. Letztendlich können Curietemperatur und Magnetisierung in dünnen Schichten stark von denen des volumenartigen Materials abweichen. Lokale Variationen der Schichtdicke können ein Artefakt in der Bestimmung der magnetischen Anisotropie verursachen. Zusätzlich ist es von großem Interesse, nicht nur die gemittelte Curietemperatur eines Nanopartikel-Ensemble zu messen, sondern die des individuellen Partikels – isoliert, aber auch im Ensemble. Je nach Abstand können sich die Partikel oder Nanostrukturen gegenseitig in ihrem hysteretischen Verhalten [Fri11] und der Curietemperatur beeinflussen [Mei09]. Es ist also nicht ausreichend, ein Partikel entfernt von jeglichen anderen untersuchen zu können, sondern es müssen auch diejenigen, die in einer Umgebung von anderen platziert sind, individuell untersucht werden können. Erst dadurch ist es möglich, ein grundlegendes Verständnis über die Partikel selbst und deren Wechselwirkung untereinander zu erreichen.

XMCD hat sich als erfolgreiche Methode zur Untersuchung magnetischer Eigenschaften etabliert [Sch87] [Ers75] [Dür09]. Elementspezifische Messungen der Curietemperatur wurden mit integraler Methode bereits erfolgreich durchgeführt [May98] [Bov96] (XMCD- $\chi_{ac}$ ). Lokale Variationen, z. B. auf Grund von strukturierten Filmen, können hiermit jedoch nur schwierig nachgewiesen werden. Ein PEEM bietet die Möglichkeit, Photoelektronen aus einer Probe mit einer lateralen Auflösung von bis zu 25 nm abzubilden. Beim X-PEEM wird als Lichtquelle der Röntgenstrahl eines Synchrotronsspeicherrings verwendet [Bau01]. Auf Grund der zeitlichen Struktur des Synchrotronlichtes sind sogar eine Zeitauflösung [Cho04] und Tiefenselektion [Mes07] möglich.

Teil der vorliegenden Arbeit ist es, die Vorteile von X-PEEM und XMCD- $\chi_{ac}$  zu kombinieren, um ortsaufgelöst die Variation der Curietemperatur zu bestimmen. In Kapitel 3.1 werden der experimentelle Aufbau und in Kapitel 3.2 die Ergebnisse verschiedener Messzeiten bei BESSY II präsentiert.

---

<sup>1</sup>Im Rahmen des CeNIDE-Exponatwettbewerb wurde ein „Ferrofluidbrunnen“ zur Veranschaulichung in Öl dispergierter, superparamagnetischer Nanopartikel erstellt [Röm10a].

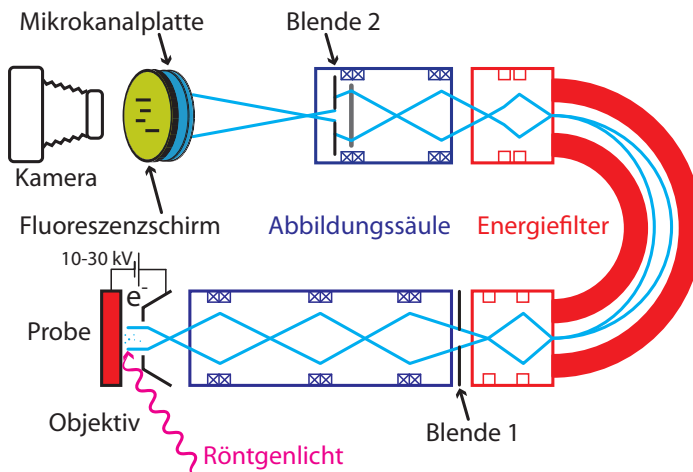


### 3.1 Experimentelles

Es wurden Messungen mit identischer Methodik, aber mit zwei apparativ unterschiedlichen Ansteuerungen jeweils bei BESSY II am X-PEEM an der UE49-PGM-a Messstation durchgeführt. Die auf Mikrocontroller basierende Lösung von Lutz Heyne [Hey10], aus der auch [Röm09] entstanden ist, wird hier nicht weiter erläutert, während der auf Standardgeräten basierende Aufbau in Kapitel 3.1.2 genauer beschrieben wird. In beiden Messungen wurde derselbe Probenhaltertyp und das gleiche Messverfahren verwendet. Zunächst wird in Abschnitt 3.1.1 der konventionelle X-PEEM Aufbau erläutert.

#### 3.1.1 Aufbau Photoemissions-Elektronenmikroskopie

Der Aufbau des PEEM besteht aus einem kommerziellen Elmitec PEEM II mit elektrostatischem Energiefilter, wie es in Abbildung 3.1 gezeigt ist. Mit energieselektierter Röntgenstrahlung wird an der Beamline UE49-PGMA bei BESSY II, jetzt Helmholtz-Zentrum Berlin, unter streifendem Einfall auf eine Probe beleuchtet. Mit Hilfe eines Undulators können Polarisationsrichtung und Energie des Photonenstrahles eingestellt werden. Über einen maximalen lateralen Bereich von  $8 \cdot 20 \mu\text{m}^2$  werden dann Photoelektronen in der Probe erzeugt, welche mit typischerweise 10 – 30 kV in Richtung eines magneto- und elektrostatischen Linsensystems beschleunigt werden. Ein Energieanalysator lässt nur diejenigen Elektronen durch, die einem wählbaren Energiefenster entsprechen. Anschließend werden diese auf eine Mikrokanalplatte gelenkt, an der sie, wie später detaillierter erklärt wird, vervielfacht werden. Anschließend treffen diese auf einen Fluoreszenzschirm, welcher mit einer 24 bit Digitalkamera erfasst wird. Wird z. B. eine von der Photonenenergie abhängige Messung durchgeführt, so wird zu jedem Energiefenster eine Reihe von Digitalbildern aufgenommen.



**Abbildung 3.1:** Schema eines PEEMs. Aus der Probe gelöste Photoelektronen werden mit Hilfe der Abbildungssäule auf die Mikrokanalplatte abgebildet und am Fluoreszenzschirm sichtbar gemacht. Ein dazwischengeschalteter Filter erlaubt energieselektive Detektion. Die Probe und alle damit verbundenen Geräte liegen hierbei auf Hochspannungspotential.

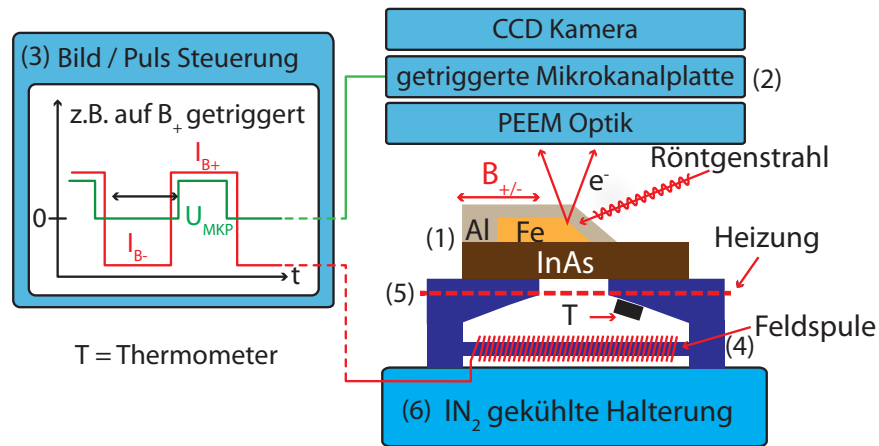
Durch das Einfügen von Blenden vor dem Energiefilter (Blende 1) und nach der Projektionslinse (Blende 2) werden Linsenfehler soweit minimiert, dass eine laterale Auflösung von bis 25 nm erreicht wird und nur Elektronen eines variablen Fensters der kinetischen Energie durchgelassen werden. Details hierzu und zur spinselektiven Detektion der Elektronen befinden sich in [Kro10] und den dort enthaltenen Referenzen. Für zukünftige PEEMs wurden laterale Auflösungen von bis zu 1 nm vorhergesagt [Fin97], die bisher jedoch nicht erreicht wurden.

Je nach Wahl des Probenhalters kann in diesem Aufbau synchron zur PEEM-Abbildung ein Magnetfeld von bis zu 100 mT angelegt werden, ein Strom durch die Probe gebracht werden oder die Temperatur mit Hilfe von flüssigem Stickstoff und einer resistiven Heizung im Bereich von 150 – 450 K variiert werden. Hierzu stehen vier elektrische Kontakte und die Masse des Probehalters zur Verfügung. Ablenkungen der Elektronen z. B. durch magnetische Felder werden über die Elektronenoptik korrigiert und können mit Voreinstellungen automatisiert abgerufen werden.

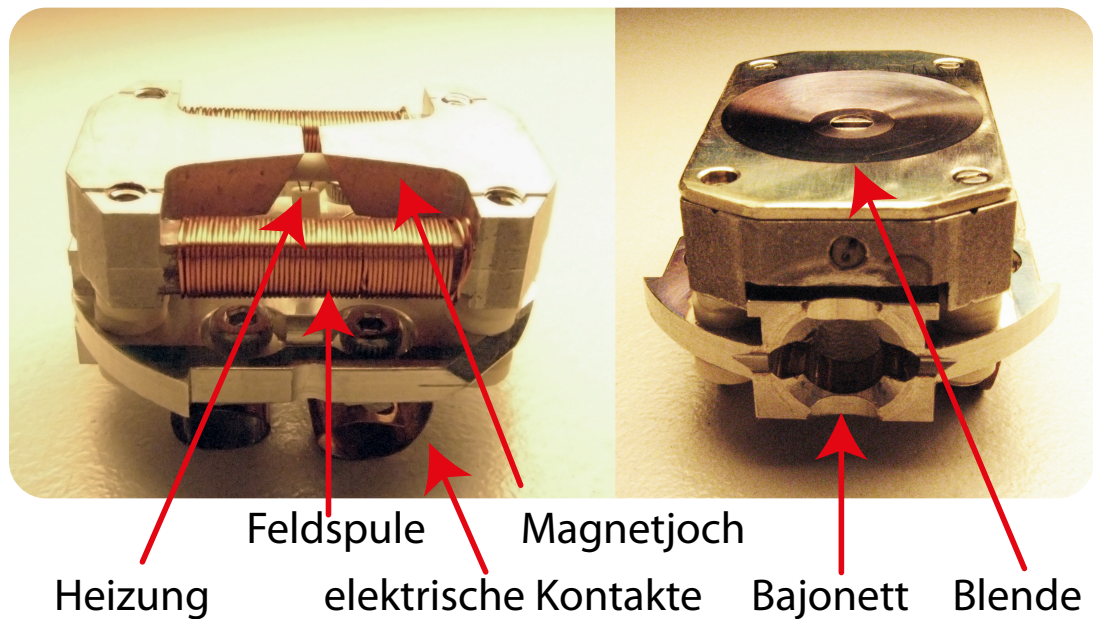
### 3.1.2 Modifikation zur Suszeptibilitätsmessung

Bildgebend soll  $\chi_{ac}$  gemessen werden, um die Curietemperatur mit lateraler Auflösung bestimmen zu können. Mit bildgebend ist hierbei gemeint, dass keine Rastertechnik verwendet wird, sondern zum selben Zeitpunkt Eigenschaften an verschiedenen lateralen Probenorten detektiert werden können. Dazu wird ein magnetisches Wechselfeld benötigt, welches im hier gezeigten Fall durch einen weichmagnetischen Probenhalter aus Eisen erzeugt wird (siehe Abbildung 3.2 und 3.3). Der gesamte Probenhalter wird über dessen Halterung mit flüssigem Stickstoff gekühlt, bis kein temperaturbedingter Drift mehr auftritt. Die Temperatur wird mit Hilfe einer resistiven Heizung, bestehend aus einem 0.25 mm dickem Wolframdraht in einer Keramikführung, variiert. Ein Strom wird von einem der vier Kontakte über den Wolframdraht zur Probenhaltermasse geleitet. Über einen weiteren Kontakt und nach Masse wird ein Pt100 Temperaturfühler ausgelesen. Zwei in Reihe geschaltete Spulen, welche um den Eisenprobenhalter gewickelt wurden, werden mit den zwei verbliebenen Kontakten angesteuert. Ein Schema des Probenhalters und der dazugehörigen Elektronik befindet sich in Abbildung 3.2, während sich ein Photo in Bild 3.3 befindet.

Es kann in dieser Konfiguration ein Magnetfeld angelegt werden und die Temperatur gemessen und variiert werden. Die relative Genauigkeit der Temperaturmessung beträgt 0.2 K, während die absolute bei etwa 10 K liegt. Die laterale Variation über den Abbildungsbereich von 12  $\mu\text{m}$  ist schätzungsweise  $< 0.02$  K. Für die  $\chi_{ac}$ -Messungen wird ein zeitliches variierendes, bipolar stufenförmiges Wechselfeld von  $\pm 0.2$  mT angelegt, wobei Felder  $> 20$  mT möglich sind. Je nach Vorzeichen des Feldes wird das Bild jedoch in unterschiedliche Richtungen abgelenkt, was zwangsläufig zu einer Verschmierung der Bilder während der Feldumpolung führt. Aus diesem Grund dürfen Bilder nur zu denjenigen Zeiten aufgenommen werden, in denen das Feld konstant ist. Bei der verwendeten

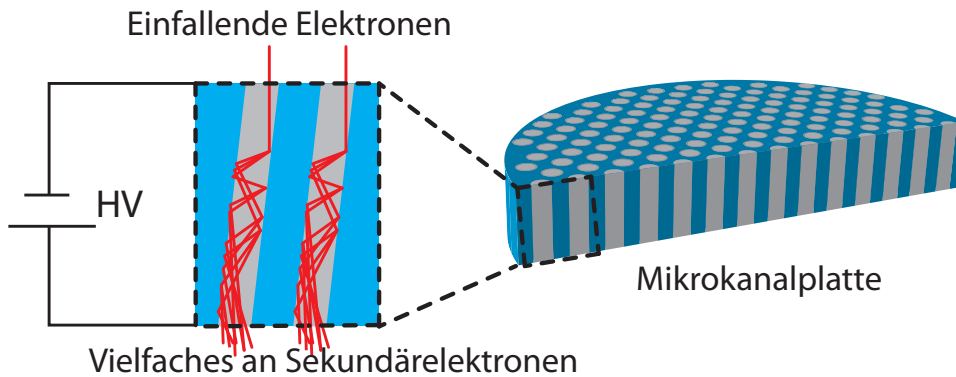


**Abbildung 3.2:** Schematischer Aufbau zur Messung der ortsaufgelösten Suszeptibilität. Die Probe (1) ist oberhalb des Induktionsspalt montiert und wird unter einem flachen Einfallswinkel mit Röntgenlicht beleuchtet. Photoelektronen werden mit Hilfe einer Hochspannung durch die abbildende PEEM-Optik zur Mikrokanalplatte (2) beschleunigt, deren Verstärkung auf die Phase des Wechselfeldes getriggert ist.



**Abbildung 3.3:** Abbildung des Probenhalters. Im linken Bild ist die Blende entfernt. Mit ihr wird die Probe auf Polschuh des Magneten fixiert und Hochspannungsüberschläge werden minimiert.

Frequenz von maximal 250 Hz kann die Digitalkamera keine Bilder mit sinnvollem SNR aufnehmen. Deswegen muss über viele Perioden integriert werden, welches nur durch eine Triggerung der Mikrokanalplatte gemäß Abbildung 3.2 möglich ist. Nach dem Ummagnetisierungsprozess wird an der Mikrokanalplatte die Verstärkung durch Anlegen einer Hochspannung eingeschaltet und kurz vor erneutem Ummagnetisieren wieder abgeschaltet (siehe Abbildung 3.4). Im gezeigten Fall wird zu jedem Zeitpunkt  $I_{B+}$  eine Hochspannung  $U_{MKP}$  angelegt, so dass auf dem Fluoreszenzschirm nur Bilder zu diesen sich wiederholenden Zeitpunkten  $I_{B+}$  zu sehen sind, die nun über mehrere Sekunden integriert werden können. Anschließend wird die Phasenlage der Hochspannung auf den Zeitpunkt  $I_{B-}$  umgeschaltet und wieder ein Bild integriert. Diese Prozedur wird bei konstanter Temperatur und für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht durchgeführt, so dass ein XMCD-Kontrast zur Auswertung der magnetischen Eigenschaften gewonnen wird. Als Photonenenergie wird diejenige mit dem maximalen XMCD-Effekt an der Fe  $L_3$ -Kante und einer Bandbreite von bis zu  $E/\Delta E = 10000$  gewählt<sup>2</sup>.



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung einer Mikrokanalplatte. Elektronen treffen in die Kanäle einer halbleitenden Platte. Diese Kanäle sind um ca.  $10^\circ$  verkippt, so dass mehrere Stöße mit den Wänden wahrscheinlich sind. Die Elektronen durchlaufen dabei eine Potentialdifferenz und lösen jeweils Sekundärelektronen aus. Es entsteht eine lawinenartige Kaskade von Elektronen, die nachbeschleunigt auf einen Fluoreszenzschirm treffen (hier nicht gezeigt). Durchmesser der Kanäle: ca.  $4 - 8 \mu\text{m}$ , Abstand: ca.  $10 \mu\text{m}$ .

**Elektronische Ansteuerung** In der Beschreibung der Schemaskizze des PEEMs ist ein entscheidendes Problem nur nebensächlich erwähnt: Die Probe samt Halter befindet sich auf einem Hochspannungspotential von 10–30 kV. Sämtliche mit der Probe verbundenen Geräte befinden sich in einem isolierten Rack und sind nicht frei zugänglich. Demnach sollten möglichst viele Parameter von außen mit einem Computer steuerbar sein.

<sup>2</sup>Ein maximaler Wert für dieses Strahlrohr bei 700 eV ist demnach 0.07 eV, typischerweise verwendet wird 0.2 eV.

Zusätzlich müssen Geräte auf Hochspannungspotential mit Geräten auf Erddpotential kommunizieren. Aus diesem Grund wurde eine entsprechende Steuerung mit Hilfe von kommerziell erwerblichen Mitteln angefertigt, die auf der Übertragung durch Lichtleiterkabeln basiert.

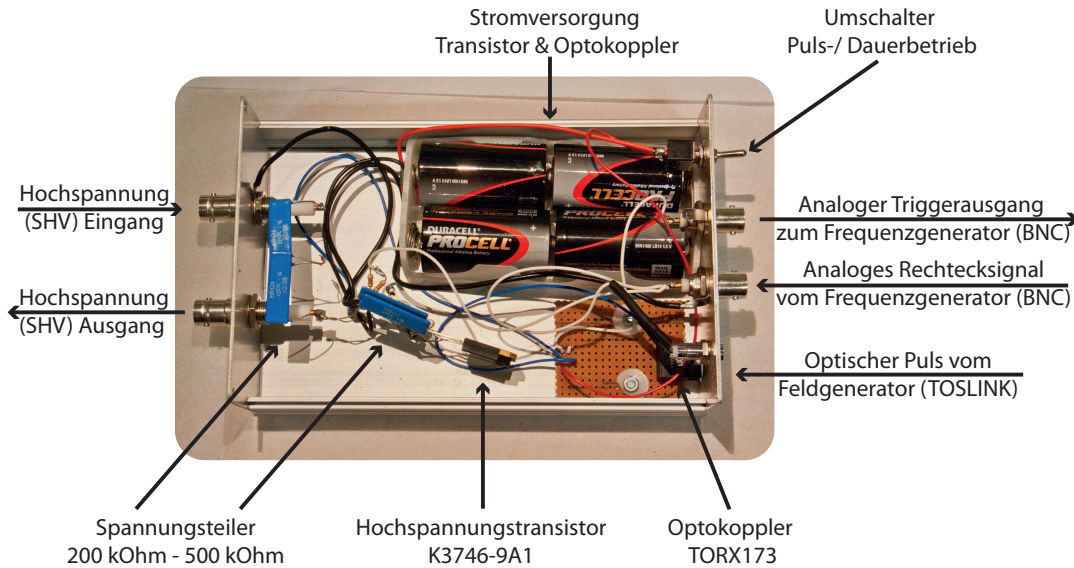
Im Hochspannungsrack befinden sich ein Keithley<sup>TM</sup> 2000 und ein Keithley<sup>TM</sup> 6221. Ersteres ist zur Temperaturmessung, während zweiteres zum Anlegen des magnetischen Wechselfeldes inklusive eines Offsetfeldes verwendet wurde. Einen Offsetstrom zur Erzeugung des Felde anzulegen, ermöglicht die Kompensation von Kriechspannungen im Aufbau und kann zur Symmetrisierung des **ac-XMCD**-Signales verwendet werden. Mit einem Toellner<sup>TM</sup> *TOE 8951* wurde ein Strom durch die Heizung eingespeist und daraus resultierend die Temperatur variiert.

Außerhalb des Racks befindet sich ein Computer, mit dem sowohl die Heizung als auch das Wechselfeld gesteuert und die Temperatur mitgeschrieben wurde sowie der allgemeine Steuercomputer für das **PEEM**. Die Verstärkung der Mikrokanalplatte wurde mit einem Funktionsgenerator gesteuert.

Die Computersteuerung der Geräte im Rack wurde mit Hilfe eines USB-Verlängerungskabels *M2-100-10* der Firma Dimedtec<sup>TM</sup> realisiert, welches über zwei Optokoppler die Datenübertragung mit sichtbarem Licht ermöglicht. Im Hochspannungsrack wurde ein **USB-GPIB**-Adapter zur Kommunikation mit den Geräten verwendet. Die Steuerung der Geräte ist hiermit im Wesentlichen durchführbar, jedoch müssen das Wechselfeld und die Mikrokanalplatten-Hochspannung synchronisiert werden. Da dies über Software bei der genannten Frequenz von bis zu 250 Hz nur bedingt möglich ist, wurde zunächst ein Phasenmarkersignal vom Keithley<sup>TM</sup> 6221 mit einem TOSLINK<sup>TM</sup> zur in Abbildung 3.5 gezeigten Elektronik (Pulsbox) verbunden. Dies wurde in ein **TTL** Signal umgewandelt, welches aus der Pulsbox via **BNC** zu einem Frequenzgenerator Sony Tektronix<sup>TM</sup> *AFG 320* geleitet wurde. Dieser wurde so konfiguriert, dass eine Stufenfunktion, getriggert durch das **TTL**-Signal, für die Dauer einer Feldrichtung angelegt wurde. Diese Stufenspannung wird zurück in die Pulsbox geleitet, welche mit einem Hochspannungstransistor *K3746 9A1* versehen ist. Dieser schaltet über einen 500 k $\Omega$ -200 k $\Omega$  Spannungsteiler einen Strom nach Masse, so dass die Hochspannung auf 3/5 des Standardwertes reduziert wird. Da die Verstärkung der Mikrokanalplatte höchst nicht-linear ist, wird dadurch die Verstärkung um drei Größenordnungen abgeschwächt [Wiz79], während z. B. das Magnetfeld umgepolt wird und keine Abbildung stattfinden soll. Die Stromversorgung des in Grafik 3.5 gezeigten Transistors und Optokopplers erfolgt über vier in Reihe geschaltete 1.5 V Batterien und einen 5 V Spannungsregler.

**Durchführung der Messungen** Das Experiment wird wie folgt durchgeführt: Nachdem der gesamte Probenhalter abgekühlt wurde, wird ein statisches Magnetfeld angelegt und eine Serie von Bildern mit links- und rechtszirkular polarisiertem Licht durchgeführt. Das Magnetfeld wird umgekehrt und wieder bei beiden Helizitäten eine





**Abbildung 3.5:** Die Pulsbox zur Triggerung der Mikrokanalplatte auf die verschiedenen Phasen des magnetischen Wechselfeldes. Ein Umschalter ermöglicht, die Modulation abzuschalten und dauerhaft die gesamte Hochspannung auszugeben. Details siehe Text.

Aufnahme durchgeführt. Jede Aufnahme einer Helizität besteht hier und im Folgenden aus mehreren über 1 – 2 s integrierten Bildern. Diese werden später auf eine voll ausgeleuchtete Aufnahme der Mikrokanalplatte normiert und anschließend wird eine eventuelle Verschiebung anhand eines Defektes auf der Probe korrigiert. Die fertigen Bilder werden dann gemittelt. Für die eigentliche Suszeptibilitätsmessung wird das statische Feld abgeschaltet und das Wechselfeld aktiviert. Hier werden Aufnahmen bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$  Phasenlage zum Wechselfeld durchgeführt. Anschließend wird die Helizität geändert und wieder ein Paar mit beiden Phasenlagen aufgenommen. Die Änderung der Phasenlage erfolgt über eine von der PEEM-Software geschriebenen Datei, welche das Ende einer Aufnahme signalisiert. Die Steuersoftware für das Feld ändert beim Auffinden der Datei gemäß deren Inhalt die Phasenlage des Hochspannungssignales der Mikrokanalplatte und löscht die Datei. Daraufhin beginnt die PEEM-Software mit der nächsten Aufnahme.

Manuell wird nach jedem Ende einer solchen Bilderserie die Heizleistung verändert und auf ein thermisches Gleichgewicht gewartet. Dies wird graphisch über die Temperaturmessung überprüft und kann mit einer Genauigkeit von  $< 0.1$  K über eine Bilderserie gehalten werden.

## 3.2 Messungen an Eisen auf Halbleitern

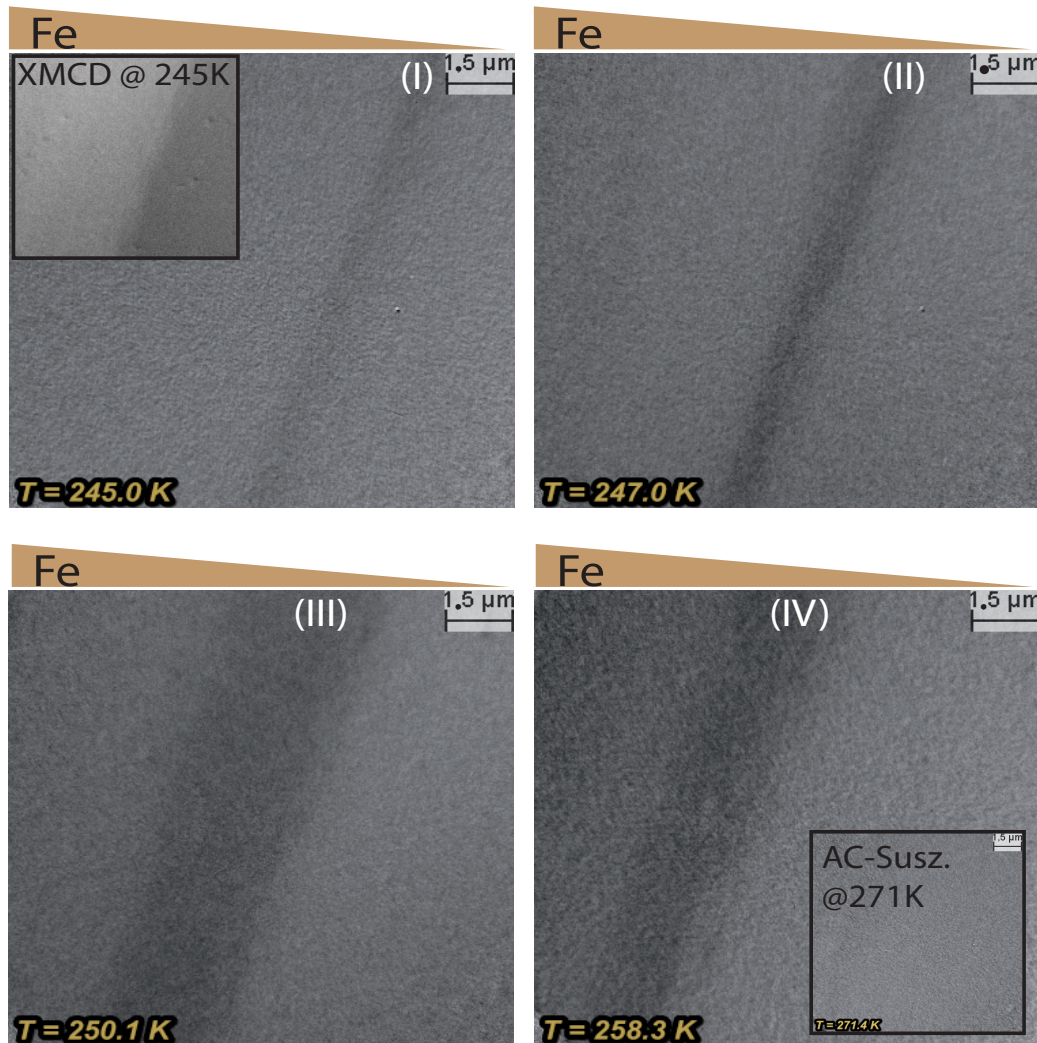
Es wurden in zwei Messzeiten Untersuchungen an einem *ex situ* hergestellten, geschlossenen, epitaktischen 10 ML Fe/acsInAs-Film und an vorstrukturierten Si-Substraten mit *in situ* hergestellten Fe-Schichten durchgeführt. Die Beschreibungen der Messungen am Film befinden sich in Kapitel 3.2.1, während in Kapitel 3.2.2 die Ergebnisse der vorstrukturierten Substrate, welche mit Fe bedampft wurden und *in situ* unabgedeckt untersucht wurden, präsentiert werden.

### 3.2.1 Kontinuierlicher Eisenfilm auf InAs(100)

Die Ergebnisse, die mit der in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Modifikation des PEEM gewonnen und in [Röm10b] veröffentlicht wurden, sollen im Folgenden erläutert werden. Das untersuchte System ist ein epitaktischer Fe/InAs(001)-Film mit einer maximalen Schichtdicke von 10 ML, der mit 3 nm Al abgedeckt und wie in Kapitel 4.1.2.1 beschrieben präpariert wurde. Der Film wurde durch eine  $3 \cdot 3 \text{ mm}^2$  große Blende auf ein  $4 \cdot 4 \text{ mm}^2$  Substrat aufgedampft, so dass am Rand des Filmes ein Schichtdickengradient beobachtet werden kann. Genau an dieser Stelle wurden im Bereich von 245 – 270 K  $\chi_{ac}$ -Messungen bei einer Frequenz von 250 Hz durchgeführt. Um die Curietemperatur später ortsaufgelöst bestimmen zu können, wurden zunächst statische XMCD-Bilder bei verschiedenen Temperaturen und beiden Helizitäten des Röntgenlichtes aufgenommen. Anschließend wurden bei konstanter Helizität Suszeptibilitätsmessungen durchgeführt. Für jede Richtung des Wechselfeldes wurden dabei ca. 50 Bilder mit einer Integrationszeit von je einer Sekunde aufgenommen (vgl. Kapitel 3.1.2, Absatz *Elektronische Ansteuerung*). Nach Driftkorrektur an einem strukturellen Defekt wurden diese Bilder für jede Feldrichtung gemittelt, um anschließend die Differenz der Feldrichtungen auf ihre Summe zu normieren.

Das Ergebnis kann im PDF in Abbildung 3.7 als Video z. B. mit Hilfe des Adobe<sup>TM</sup> Readers betrachtet werden. Alternativ sind in Abbildung 3.6 beispielhaft vier PEEM-Bilder zu unterschiedlichen Temperaturen gezeigt. Als Einfügungen sind bei letzterem links oben das konventionelle XMCD-Bild bei 245 K und rechts unten ein Suszeptibilitätsbild bei 271 K gezeigt. Die abgebildeten Bereiche sind die selben wie die der großen Bilder. In der Einfügung links oben ist zu erkennen, dass der ferromagnetische Bereich (hellgrau) vom nicht ferromagnetischen (dunkelgrau) durch das Suszeptibilitätssignal getrennt wird. Dies wird dadurch belegt, dass im Suszeptibilitätssignal ein Maximum an der Stelle ist, wo im XMCD-Bild der Übergang von hellgrau nach dunkelgrau zu sehen ist. Bei 271 K in der Einfügung rechts unten ist kein Suszeptibilitätssignal zu sehen. Die Dimensionen eines jeden Bildes sind etwa  $11 \cdot 11 \mu\text{m}^2$ .

Betrachtet man nun die Einzelbilder, so sieht man einen dunkleren Balken von rechts unten nach links oben propagieren, welcher in seiner lateralen Breite variiert. Diese Variation verhält sich nicht stetig mit der Temperatur und ist daher bei einer stetigen



**Abbildung 3.6:** Dargestellt sind vier  $\chi_{ac}$ -PEEM-Bilder zu unterschiedlichen Temperaturen, welche jeweils links unten eingetragen sind. Oberhalb der einzelnen Bilder ist die Keilstruktur aus Fe angedeutet. Das links eingefügte Bild zeigt das konventionelle XMCD-PEEM-Bild, welches mit hellem Grau den ferromagnetischen und in Dunkelgrau den nicht ferromagnetischen Bereich darstellt. In den  $\chi_{ac}$ -Bildern entspricht Dunkelgrau einer Magnetisierung die dem externen Magnetfeld folgt, während hell entweder keiner Magnetisierung oder einer dem angelegten Wechselfeld nicht folgenden entspricht. Es ist deutlich zu erkennen, wie der Phasenübergang von ferro- zu nicht-ferromagnetisch mit steigender Temperatur zu dickeren Keilbereichen propagiert. Die Änderung der Breite des Phasenübergangs wird in der Bildunterschrift zu Abb. 3.8 beschrieben. In der rechten Einfügung ist gezeigt, dass bei hohen Temperaturen kein  $\chi_{ac}$ -Signal vorhanden ist.



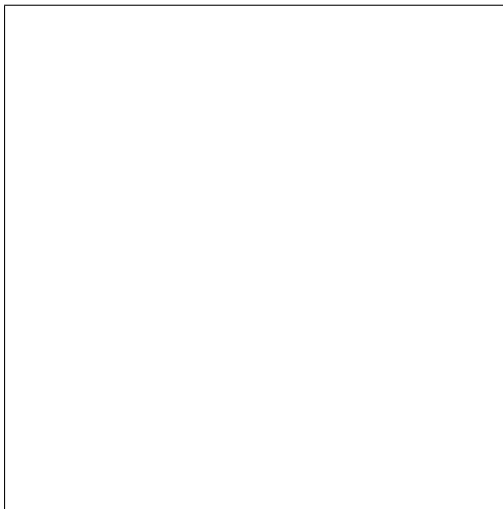
Keilstruktur zunächst nicht zu erklären. Die Halbwertsbreite variiert zwischen  $0.7\text{ }\mu\text{m}$  und  $2\text{ }\mu\text{m}$ . Zum Verständnis dieses Verhaltens wurden konventionelle PEEM-Aufnahmen an der  $L_3$ -Kante bei  $707\text{ eV}$  und vor der Kante bei  $703\text{ eV}$  durchgeführt. Die Differenz dieser Bilder entspricht einem reinen Materialkontrast, der im Bereich der wenigen vorliegenden Monolagen proportional zur Schichtdicke ist. Ein Intensitätsscan entlang der Propagationsrichtung des Suszeptibilitätssignales ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Im eingefügtem Bild ist gelb derjenige Bereich abgebildet, über dessen Bereich gemittelt wurde. Die Markierung ist hier über das Suszeptibilitätssignal und nicht über das für das Höhenprofil relevante Materialkontrastbild gelegt, um die Orientierung zwischen beiden zu verdeutlichen. Man sieht einen Anstieg von Position  $11\text{ }\mu\text{m}$  nach  $5\text{ }\mu\text{m}$  mit einem lokalen Maximum bei ca.  $8\text{ }\mu\text{m}$ . Die römischen Zahlen (I)-(IV) markieren die Positionen der Lage des maximalen Signales in den Einzelbildern in Abbildung 3.6. Die Variationen der Breite des Suszeptibilitätssignales sind also auf eine nicht stetige Schichtdickenvariation entlang des Gradienten zurückzuführen: Im lokalen Maximum befinden sich beide Flanken im Phasenübergang und bilden ein gemeinsames, breites Signal. Ist die Temperatur größer als die für den Phasenübergang bei (IV) benötigte, so wird das Suszeptibilitätssignal wieder kleiner. Insgesamt propagiert es parallel zum Schichtdickengradienten gemäß [Sch94]:

$$[T_C(\infty) - T_C(d)] / T_C(\infty) = Cd^{-1/\nu} \quad (3.1)$$

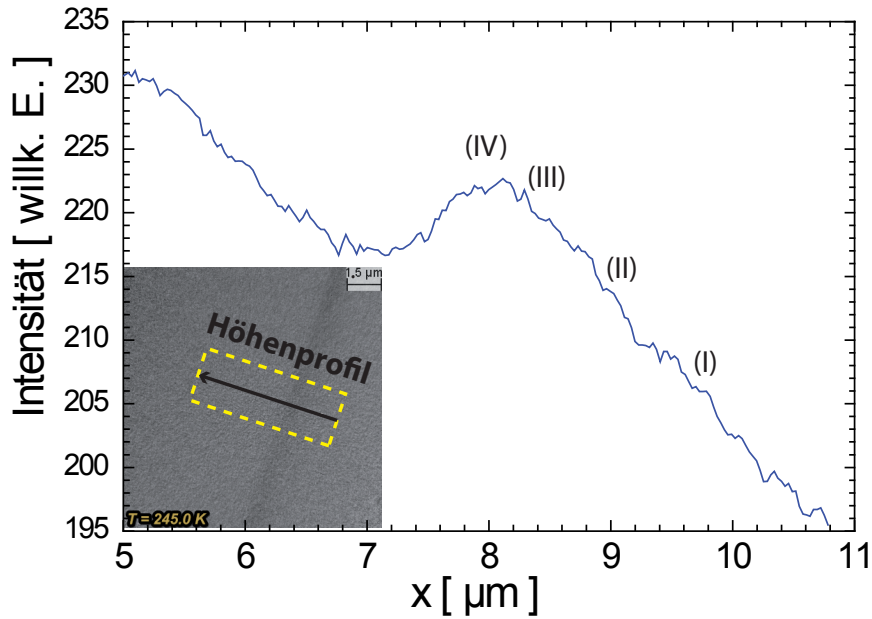
Hierbei ist  $T_C(\infty)$  die Curietemperatur des Volumenmaterials,  $d$  die lokale Dicke,  $\nu$  der kritische Exponent und  $C$  ein Materialparameter, welcher mit dem Schichtdickenbereich und dem Wachstumsverhalten<sup>3</sup> variieren kann. Qualitativ wird das beschriebene

---

<sup>3</sup>Inseln im Nanometernbereich werden ein anderes  $T_c$  zeigen als ein geschlossener Film.



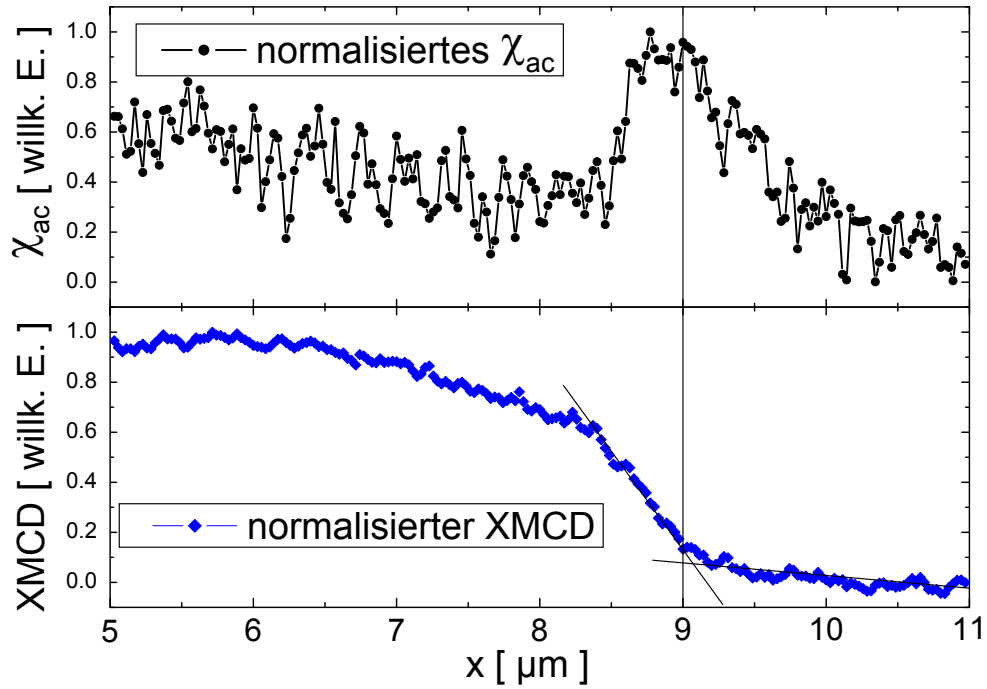
**Abbildung 3.7:** Animation zur temperaturabhängigen, ortsaufgelösten Suszeptibilitätsmessung. Dunkles Grau entspricht größerem Signal. Man sieht den Phasenübergang von rechts unten nach links oben mit steigender Temperatur entlang des nicht dargestellten Schichtdickengradienten wandern. Bitte ggf. auf den freien Bereich links klicken und dem Betrachtungsprogramm die Wiedergabe von Multimediainhalten erlauben.



**Abbildung 3.8:** Die Abszisse stellt den Ort des auf der Ordinate aufgetragenen  $XAS$ -Signales dar. Es wurde ein gemittelttes Linienprofil entlang des  $XAS$ -Signals durchgeführt, wie es im eingefügtem Bild gezeigt ist. Man beachte, dass im eingefügtem Bild ein  $\chi_{ac}$  und kein  $XAS$  Signal gezeigt ist. Das  $XAS$ -Signal ist in erster Näherung proportional zur Menge von  $Fe$  an der Probenstelle und gibt damit die relative Schichtdicke an. Somit ist bei (I) die geringste und (II) die größte Schichtdicke der in Abbildung 3.6 gezeigten  $\chi_{ac}$ -Bilder.

Verhalten hier wiedergegeben. Eine genaue Auswertung des Exponenten ist hier auf Grund der Verbreiterung des Suszeptibilitätssignales in Abhängigkeit von der nicht stetigen Schichtdicke nicht möglich.

Das Suszeptibilitätssignal wird in Abbildung 3.9 mit dem direkten Magnetisierungs- wert verglichen. Hierzu wurde zunächst ein Linienintensitätsprofil durch das Suszepti- bilitätssignal gelegt, welches bei knapp unter  $9\mu m$  ein Maximum aufweist, so dass dort und bei dieser lokalen Schichtdicke der Fall  $T = T_c$  gilt. Im Vergleich zum Sus- zeptibilitätssignal  $\chi_{ac}$  wird im unteren Bild die Magnetisierung dargestellt, die bei wenig über  $9\mu m$  auf die Nulllinie abfällt. Demnach liegen beide ermittelten Phasen- übergänge in etwa am gleichen Ort bzw. bei der gleichen Schichtdicke, jedoch zeigt das  $\chi_{ac}$ -Signal eher ein zu kleines  $T_c$ : Bei gleicher Temperatur liegt der Phasenübergang bei dickeren Schichtbereichen, bei dünneren Bereichen ist der Phasenübergang bereits überschritten.  $T_c$  ist also als kleiner. Die  $\chi_{ac}$ -Messung gibt jedoch insgesamt gut den Phasenübergang wieder. Die Abweichungen können durch die in Kapitel 2.3.1 beschrie- benen zwei Mechanismen für die Erzeugung des  $\chi_{ac}$ -Signales liegen: Nämlich dass hier



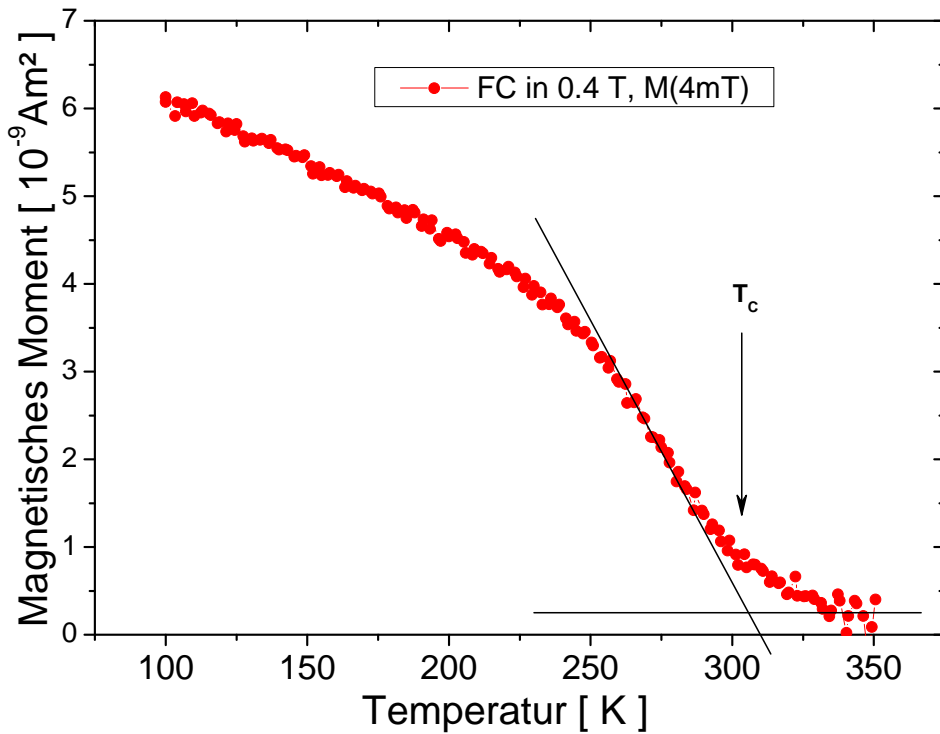
**Abbildung 3.9:** Der Vergleich zwischen  $\chi_{ac}$  und dem XMCD-Signal zeigt eine sehr gute Übereinstimmung des Ortes des Phasenüberganges. Die Lage des Maximums im oberen Graphen entspricht der steilsten Stelle im XMCD-Signal.

die Reduzierung des Koerzitivfeldes anstatt des ferro-paramagnetischen Überganges gemessen wird. Eine Auswertung zur Bestimmung der lokalen Curietemperatur, wie es z. B. in Kapitel 3.2.2 aus der reziproken  $\chi_{ac}$ -Darstellung durchgeführt wurde, wird nicht gegeben. Fluktuationen des Signales durch Temperaturinstabilitäten erlauben keine sinnvolle Berechnung<sup>4</sup>. Auf Grund des SNR der Magnetisierungskurve im Vergleich zur  $\chi_{ac}$ -Messung erscheint zur Bestimmung von  $T_c$  eine direkte Magnetisierungsmessung zunächst als sinnvoller, jedoch kann daraus die Korrelationslänge nicht visualisiert werden. In Kapitel 3.2.2 werden die Vorteile der  $\chi_{ac}$ -Methode deutlich.

Insgesamt bleibt festzustellen, dass das Suszeptibilitätssignal bei stetiger Schichtdickenvariation eine maximale Halbwertsbreite von  $0.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$  aufweist. Die maximale Korrelationslänge kann mit dem gleichen Wert angegeben werden, was auf den ersten Eindruck zu hoch erscheint. Da aber die Korrelationslänge am Phasenübergang divergiert, wird hiermit bestätigt, dass die Korrelationslänge im Phasenübergang direkt abgebildet werden kann.

<sup>4</sup>Diese Fluktuationen traten bei dem auf Mikrocontroller basierendem Aufbau auf und wurden in Kapitel 3.2.2 mit dem in dieser Arbeit präsentierten Experiment verhindert.

**Vergleich mit integraler Messung** Die Curietemperatur des volumenartigen Fe liegt bei 1043 K [Kit02]. Die ortsaufgelösten Messungen haben ein  $T_c$  im Bereich von unter 240 K bis 270 K an der Keilstruktur gezeigt. Zum Vergleich wurden integrale, temperaturabhängige SQUID-Messungen durchgeführt. Hierzu wurde die Probe in einem Feld von 0.4 T entlang der magnetisch leichten Richtung der Magnetisierung abgekühlt (Field cooled: FC) und anschließend in einem Feld von 4 mT aufgewärmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Man beobachtet einen stetigen Abfall der Magnetisierung mit steigender Temperatur. In diesem Fall wurden diamagnetische Anteile des Substrates nicht korrigiert, sondern der Schnittpunkt der Flanke der Magnetisierung mit dem sättigenden Untergrundsignal als Phasenübergang ermittelt. Es ergibt sich dadurch ein Wert von  $T_c = 310$  K für die integrierte gemessene Probe. Die Abweichung zu den ortsaufgelösten Messungen von 10% sind dadurch gegeben, dass bei der integralen Messung die maximale Schichtdicke von 10 ML dominiert, während bei ersteren am Rand mit allgemein reduzierter Schichtdicke gemessen wurde. Demnach bestätigt die SQUID-Messung das Ergebnis gut.



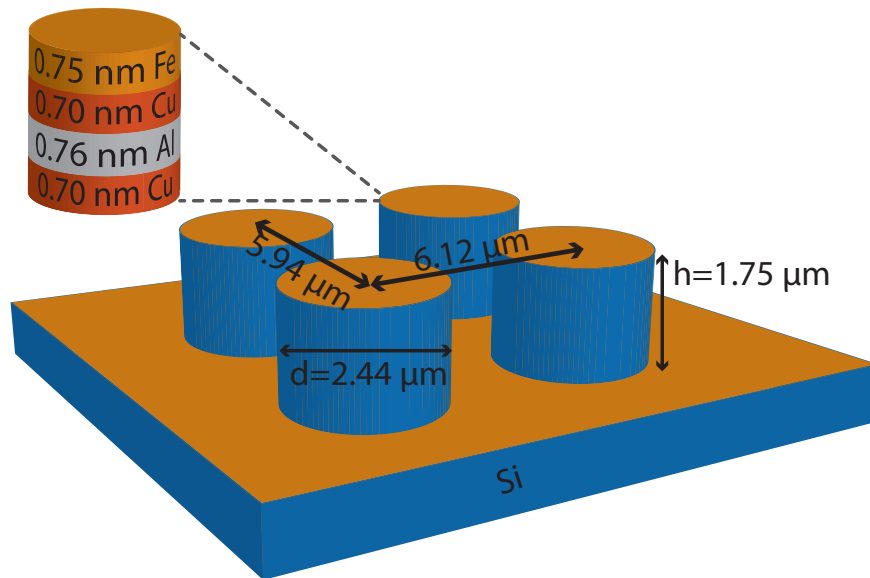
**Abbildung 3.10:** Temperaturabhängige SQUID-Messung der Probe, welche im PEEM ortsaufgelöst mit  $\chi_{ac}$  gemessen wurde. FC: mit angelegtem Magnetfeld gekühlt (Field Cooled).

### 3.2.2 Eisen auf vorstrukturierten Si-Substraten

Alternativ zur keilartigen Schichtstruktur wurden vorstrukturierte Substrate verwendet, die dann direkt vor der  $\chi_{ac}$ -Untersuchung bei 100 Hz mit Eisen bedampft wurden und als Testsystem zur Untersuchung von Nanostrukturen und -partikeln dienen sollen. Die Probengeometrie ist in Abbildung 3.11 veranschaulicht.

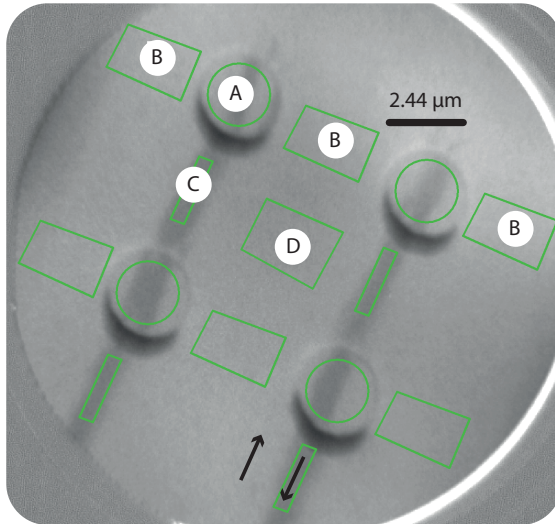
Auf kommerzielle Si-Substrate wurden mit Hilfe von EBL die gewünschten Strukturen geschrieben. Nach Belichten und Entwickeln wurden diese mittels Reaktivem Ionenätzen / Plasmaätzen in das Si eingeprägt, bis die Strukturen ca.  $1.75\ \mu\text{m}$  tief waren. Anschließend wurden die Substrate mit 50%iger Flusssäure gereinigt. Die so vorstrukturierten Proben wurden in die UHV-Kammer eingeschleust und zunächst mit  $0.70\ \text{nm}$  Cu zur Minimierung der Rauheit bedampft. Als Sauerstoffdiffusionsbarriere<sup>5</sup> wurden  $0.76\ \text{nm}$  Al und zur Legierungsminimierung und Glättung wieder  $0.70\ \text{nm}$  Cu aufgedampft. Das Substrat sollte damit sowohl auf der Säulenstruktur als auch in den Bereichen dazwischen die gleiche Oberfläche aufweisen. Als zu untersuchende Schicht wurden  $0.75\ \text{nm}$  Fe aufgebracht, welche vermutlich polykristallin ist. Diese Stapelschicht befindet sich über die ganze Probe verteilt, sowohl auf den Säulen als auch

<sup>5</sup>Ohne diese Stapelfolge wurde beobachtet, dass Sauerstoff aus dem Substrat in die Fe-Schicht diffundierte. Bei dem vorher beschriebenen Film trat dieses Problem auf Grund des anderen Substrates und anderen Präparationsmethode nicht auf.



**Abbildung 3.11:** Geometrie der vorstrukturierten Proben. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu. Auf dem Substrat und den Säulenstrukturen ist jeweils die gleiche Schichtfolge aufgedampft. Die Vergrößerung zeigt die exakte Stapelfolge des aufgedampften Materials.

auf dem darunterliegenden Substrat. Dies hat den Vorteil, dass ein direkter Vergleich zum geschlossenen Film vorgenommen werden kann. Aus einem Prozess können so Strukturen und Film hergestellt und mit Hilfe der orts aufgelösten Methode auf ihre unterschiedlichen Curietemperaturen hin untersucht werden.



**Abbildung 3.12:** Domänenstruktur der vorstrukturierten Probe im ferromagnetischen Zustand bei 180 K. Die markierten Bereiche sind die verschiedenen Flächenkategorien für die weitere Untersuchung. Die Abstände der rechteckigen Anordnung sind in Grafik 3.11 angegeben.

In Grafik 3.12 ist der magnetische XMCD-Kontrast einer vorstrukturierten Probe gezeigt. Dort sind auch die verschiedenen Bereiche markiert, welche im Folgenden für die Bestimmung der Curietemperatur unterschieden werden. Die unterschiedlichen Helligkeiten geben die verschiedenen Magnetisierungsrichtungen an, welche zusätzlich mit den Pfeilen markiert sind. Dabei sind A die Flächen auf den Strukturen, B die Bereiche senkrecht zur angelegten Wechselfeldrichtung zwischen den Strukturen und C die Streifen, die zwischen den Strukturen und parallel zur Feldrichtung sind. D ist die freie Fläche im Zentrum der Strukturen. Die hier gezeigten vier Säulen sind aus einem Ensemble von neun Stück betrachtet, wobei die nicht dargestellten links und unten aufzufinden sind. Man sieht bereits im statischen XMCD-Bild, dass die Domänen auf und zwischen den Strukturen wechselwirken, da sich die Domänenwände in etwa ungeachtet der Substratstufen ausbreiten (vgl. Bereich A und C), obwohl diese Stufen mit  $1.75\ \mu\text{m}/0.75\ \text{nm} = 2333$  ein Vielfaches der Schichtdicke hoch sind.

Diese Kopplung der Domänen könnte dadurch begründet werden, dass die Probe während des Fe-Aufdampfens nicht perfekt gerade orientiert ( $\pm 3^\circ$  Fehlerbalken) war und eine Fe-Schicht auf den Säulenflanken existiert. Reaktives Ionenätzen resultiert in hinreichend steilen Säulenwänden [Avr09], so dass es auf mindestens einer Seite zu einer Abschattung kommen sollte, bei der keine durchgehende magnetische Schicht existiert. Die aufgedampften Materialien von Cu, Al und Fe entsprechen zusammen nur 1/600tel der Säulenstrukturhöhe und es sollten damit zu keiner kompletten Benetzung der Flanken führen. Die Magnetisierung sollte dadurch nicht durch die Austauschwechsel-

wirkung über Film und Struktur hinweg koppeln, sondern lediglich über die Streufelder der Domänen. Auf Grund der schwierigen Implementation von Temperatur und der nm-dicken Schichten mit Abständen von  $\mu\text{m}$  konnten keine OOMMF-Simulationen durchgeführt werden. Die Anzahl der leider gleich großen Finiten Elemente würde in einem normalen Computer mit typischem Arbeitsspeicher den Rahmen des Möglichen sprengen. Zukünftig könnte hier auf Cluster-Simulationen gehofft werden, die dieses Problem bewältigen können.

**Vergleich der Bereiche auf und zwischen den Strukturen** Im Graphen 3.13 befinden sich die  $\chi_{ac}$ -Signale der verschiedenen Bereiche, wie sie in Abbildung 3.12 definiert wurden. Die Darstellung und Bestimmung von  $T_c$  erfolgt in Analogie zu [Asp95]. Die Bereiche B und D zwischen den Strukturen zeigen ein identisches Verhalten mit einem Maximum bei 192.0 K, wie man es für verschiedene Bereiche eines homogenen Filmes auch erwarten würde. Hingegen weisen die Bereiche, in denen Domänen beobachtet werden, ein vermindertes  $T_c$  von etwa A:189.9 K und C:186.8 K auf. Das Vorhandensein von Domänen zeigt jedoch, dass die Probe hier noch im ferromagnetischen Bereich zu sein scheint. Bei genauerer Betrachtung der einzelnen Bereiche auf den Säulenstrukturen zeigt sich außerdem, dass das Maximum des Suszeptibilitätssignales nicht symmetrisch zur Kreisstruktur aufgebaut ist. Rechts und links von den Domänen auf dem Zylinder (blau und rot in Abbildung 3.13) gibt es unterschiedliche Phasenübergangstemperaturen,

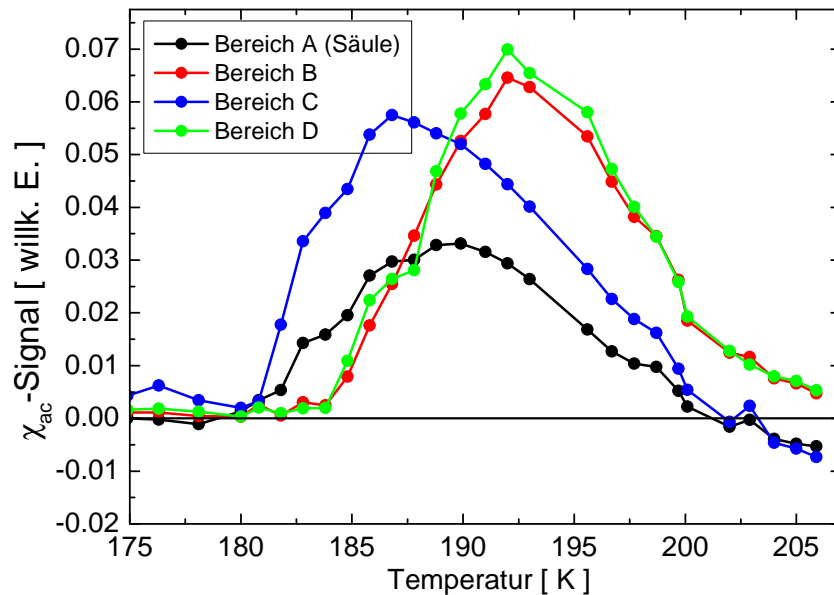
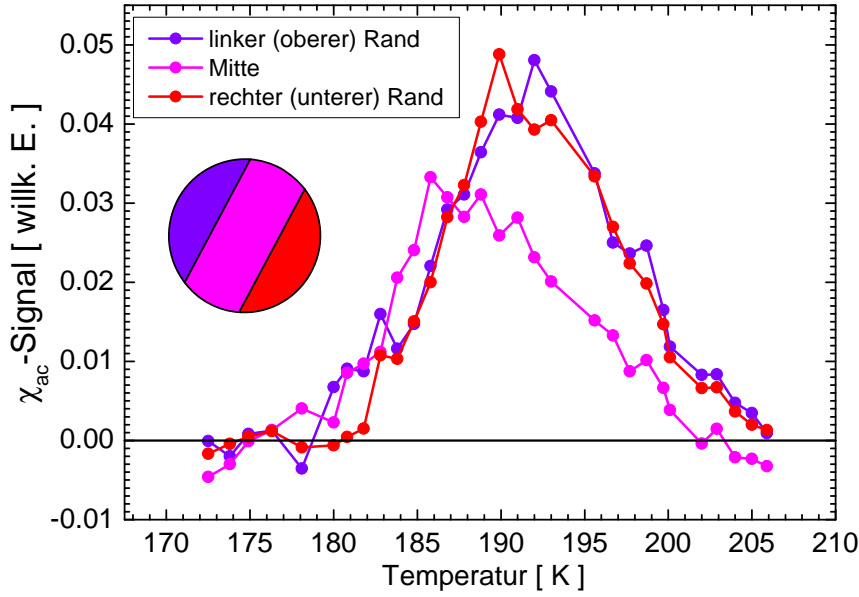


Abbildung 3.13:  $\chi_{ac}$ -Signal über Temperatur für die verschiedenen Bereiche gemäß Bild 3.12.

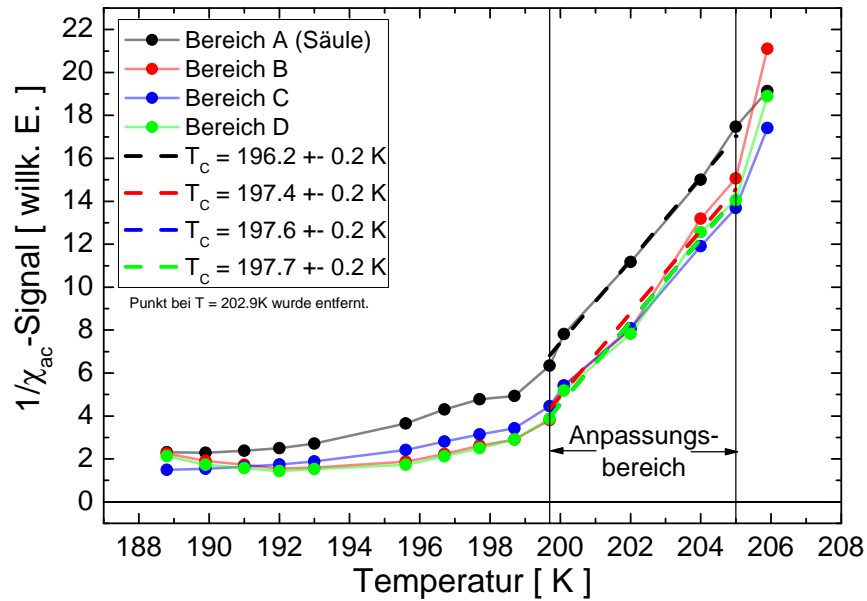


**Abbildung 3.14:**  $\chi_{ac}$ -Signal über Temperatur für die verschiedenen Bereiche gemäß Inset auf einer Säulenstruktur. Die Farben stellen die Bereiche auf der Säulenstruktur dar (Lila: Links, Magenta: Mitte, Rot: Rechts). Vgl. Säulen in Abbildung 3.12.

was bei der Symmetrie der Säulen jedoch unerwartet ist. Wie man im Graphen 3.14 ablesen kann, ist ein signifikanter Unterschied in der Lage dieser Maxima rechts und links vom Zentrum von ca. 2 K sichtbar. Bei Anpassung verschiedener Glockenkurven ist dieser Unterschied jedoch nicht mehr signifikant und beide Maxima liegen bei  $192 \pm 0.5$  K. Dennoch sollte der Unterschied im Vergleich zum Zentrum von  $189 \pm 0.5$  K eher entgegengesetzt sein: Das Zentrum könnte durch Streufelder stabilisierend auf die äußeren Bereiche wirken, jedoch müsste dafür der zentrale Bereich ferromagnetisch sein. Alternativ könnte dies durch ein äußeres Feld verursacht werden.

Zur eindeutigen Klärung des Sachverhaltes wird deswegen im Folgenden die Curie-temperatur mit dem Curie-Weiss-Gesetz gemäß Gleichung 2.36 bestimmt und diskutiert. Zur Auswertung wird das reziproke  $\chi_{ac}$ -Signal über der Temperatur in Grafik 3.15 aufgetragen. Aus den Anpassungen bei konstant gehaltenem  $C = 5.2 \cdot 10^{-2}$  ergibt sich ein signifikanter Unterschied von 1 K zwischen allen Filmbereichen zwischen und der strukturierten Fläche auf den Zylindern. Dies entspricht den Erwartungen von *Finite Size* Effekten. Durch die geringe Filmdicke von gerade mal 5 ML ist eine Dimension drastisch eingeschränkt. Durch diese deutliche Absenkung der Größe in einer Dimension reicht bereits eine kleine Reduktion der Größe in der anderen Dimension auf  $\varnothing 2.44 \mu\text{m}$  aus, um die Curietemperatur signifikant zu senken. Dies scheint zunächst im Widerspruch zu den Ergebnissen der Korrelationslänge von  $0.7 \mu\text{m}$  in Kapitel 3.2.1 zu stehen.



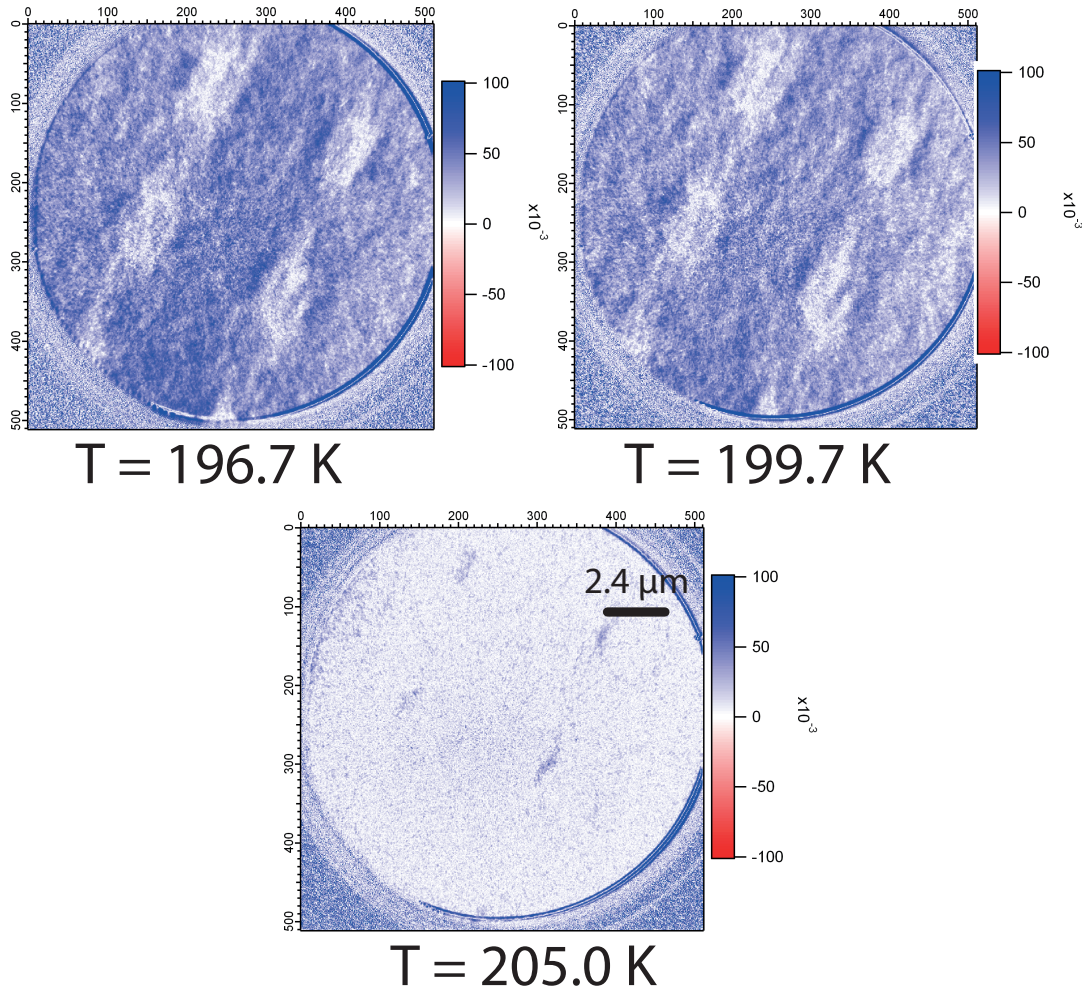


**Abbildung 3.15:** Anpassung des Curie-Weiss-Gesetzes an die Messdaten. Zur Anpassung wurde  $C = 5.2 \cdot 10^{-2}$  konstant gehalten.

Bei der Angabe wird jedoch diejenige Länge verwendet, bei der die Korrelationsstärke auf den e-ten Teil gesunken sind. Zusätzlich beschreiben die  $2.44 \mu\text{m}$  nur den Durchmesser des Zylinders, viele Bereiche sind jedoch deutlich stärker eingeschränkt.

Zur Bestätigung dieses Verhaltens sind in den XMCD-Bildern 3.16 magnetische Abbildungen bei verschiedenen Temperaturen abgebildet. Das erste Bild zeigt den Kontrast kurz vor dem Phasenübergang des Filmes und während des Phasenüberganges der Säulenstruktur. Es ist sofort ersichtlich, dass die Magnetisierung auf Grund des geringeren Blaukontrastes minimiert ist. Dasselbe gilt für das zweite Bild, bei dem der Film im Vergleich zur Säulenstruktur an Kontrast eingebüßt hat. Erst bei hohen Temperaturen von  $205.0$  K ist ein homogenes Rauschen zu sehen, so dass sowohl Film als auch die strukturierten Bereiche als nicht mehr als ferromagnetisch angesehen werden können.

**Zusammenfassung der Ergebnisse an strukturierten Filmen** Die Auswertung mit Hilfe einer Anpassung des Curie-Weiss-Gesetzes ergibt ein plausibles Ergebnis bezüglich der Phasenübergänge strukturierter Systeme, welches mit den statischen XMCD-Ergebnissen übereinstimmt. Die direkte Auswertung der Lage der Maxima der Suszeptibilitätssignale hingegen ist unzureichend und führt zu physikalisch nicht sinnvollen Ergebnissen, welche bei einer kreisförmigen Struktur und senkrecht zum angelegten Feld



**Abbildung 3.16:** Gezeigt sind die XMCD-Kontraste bei drei Temperaturen vor, während und weit nach dem Phasenübergang. Dunkles Blau zeigt starken magnetischen Kontrast. Man sieht, dass zuerst auf den Strukturen und dann auch im geschlossenen Film die Magnetisierung verschwindet.

asymmetrische Curietemperaturen ergeben. Die Curietemperatur scheint an denjenigen Stellen höher zu sein, an denen die laterale Einschränkung größer ist.

Aus diesem Grund werden die Auswertungen über das Curie-Weiss-Gesetz durchgeführt. Die Curietemperatur der Säulenstrukturen ist demnach mit  $196.2 \pm 0.2 \text{ K}$  um  $1.4 \text{ K}$  niedriger als die des geschlossenen Filmes von gemittelt  $197.6 \pm 0.2 \text{ K}$ .



## 4 In Situ Multifrequente Ferromagnetische Resonanzmessungen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den *in situ* Messungen der Ferromagnetischen Resonanz. Kapitel 4.1 zeigt die verwendete UHV-Anlage, die für diese Arbeit notwendigen Modifikationen und die Probenpräparation. Außerdem werden insbesondere die apparativen Ergebnisse zur Kurzschlussstechnik dargestellt. Zunächst behandelt Teil 4.2 die schichtdickenabhängigen, anisotropen magnetischen Eigenschaften von abgedeckten und nicht abgedeckten Fe/InAs(001), welche mit einem konventionellen Resonator gemessen wurde. Die mit Hilfe der Aufbauarbeiten gefundenen Ergebnisse der ferromagnetischen Resonanz bei quasi kontinuierlichen Frequenzen mit Hilfe einer Kurzschlussstechnik werden am System Fe/GaAs(110) in Kapitel 4.3 ausgeführt. Dort wird auch ein erhöhter g-Faktor diskutiert. Weitere Ergebnisse, in Form von orts aufgelöster Erweiterung der Multifrequenz-Methode und Linienbreiten-Auswertung, beinhaltet Kapitel 4.4.

### 4.1 Experimentelles

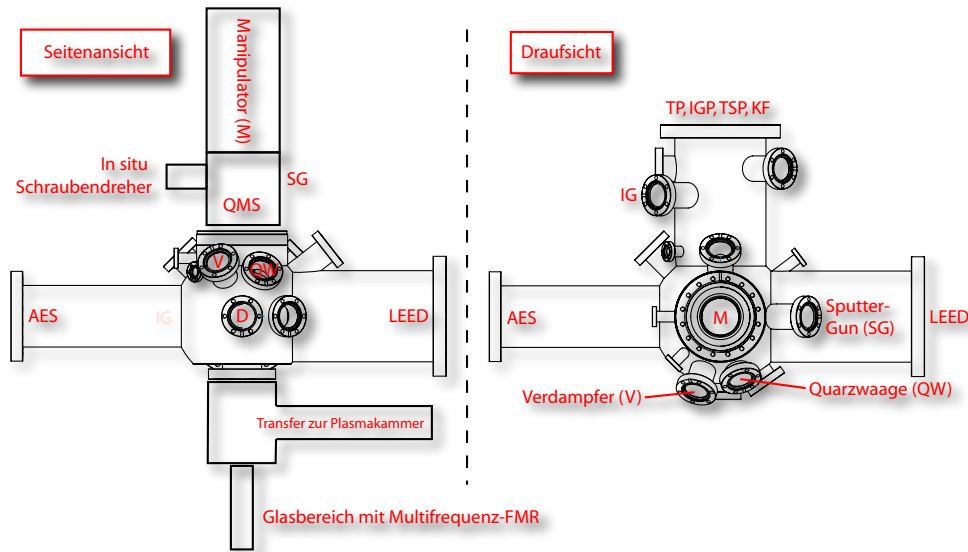
Dieser Abschnitt beschreibt den Aufbau und die multifrequente FMR-Messmethode. In Kapitel 4.1.1 wird die UHV-Anlage inklusive der für diese Arbeit konstruierten Probenhalter, Substratheizung und des Probentransfers präsentiert. Es folgt in Teil 4.1.2 die Herstellung epitaktischer Fe-Filme. Nanopartikelproben und oxidierte Filme können mit Hilfe von Plasmabehandlung von eventuellen Liganden befreit und reduziert werden, indem diese in der Plasmakammer – beschrieben in Kapitel 4.1.3 – behandelt werden.

Die Erläuterungen des in dieser Arbeit konstruierten Aufbaus für Multifrequenz-FMR-Messungen sind in Kapitel 4.1.4 beschrieben.

#### 4.1.1 Die Ultrahochvakuum-Anlage

**Aufbau der Vakuumanlage** Die verwendete UHV-Kammer besteht aus einer zentralen Kugel, in der die Präparation und chemische sowie strukturelle Charakterisierungen der epitaktischen Filme durchgeführt werden können. Angesetzt an diese Kugel ist der Bereich, in dem *in situ* FMR gemessen werden kann. Um die verschiedenen Präparations- bzw. Messpositionen anfahren zu können, ist die Probe an einem VG Scienta<sup>TM</sup> Omniax 800 mm-Manipulator montiert. Die gesamte Kammer wurde in [Röm07] bereits beschrieben, jedoch für die aktuellen Bedürfnisse erweitert und modifiziert. Eine

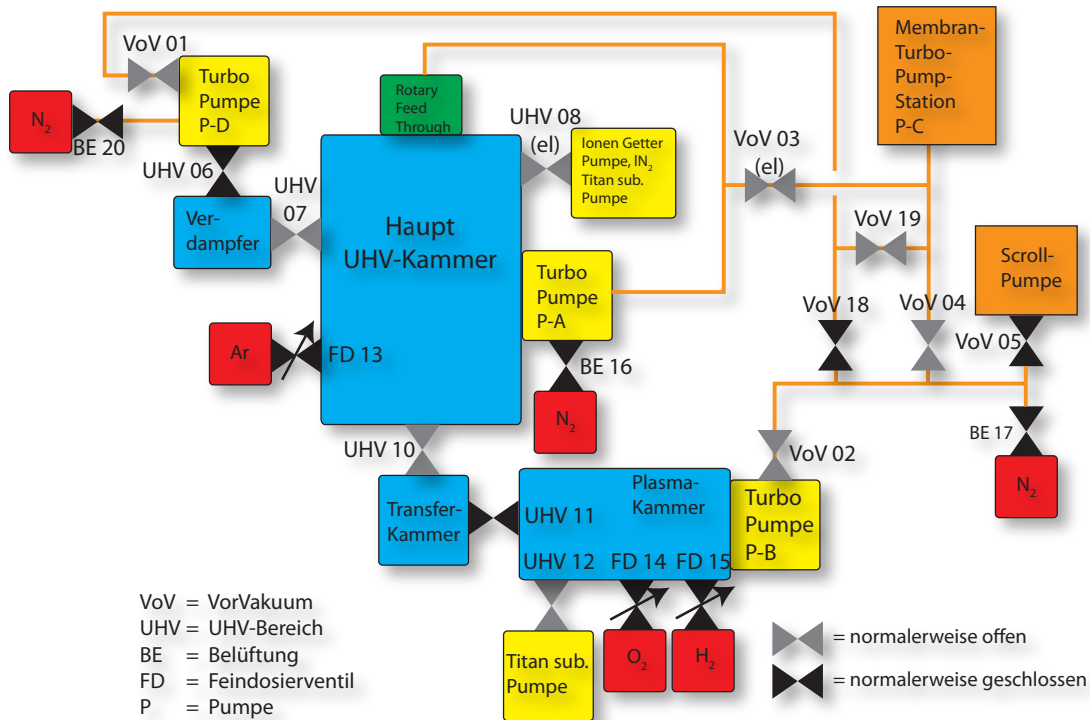
schematische Darstellung des aktuellen Aufbaus zeigt Grafik 4.1. Zusätzlich dazu befindet sich in Abbildung 4.2 ein Vakuumschaltbild, welches die Komplexität der UHV-Kammer vereinfacht lesen lässt. Anhand dieses Schaltbildes kann man erkennen, dass z. B. Verdampferkammer und Transferkammer belüftet und abgepumpt werden können, ohne das Vakuum in den anderen Kammerbereichen zu beeinflussen. Details hierzu befinden sich im Anhang A.3.3.



**Abbildung 4.1:** Es sind zwei schematische Ansichten der verwendeten UHV-Kammer gezeigt, Seitenansicht und Draufsicht. Die Basis bildet eine Kugelkammer, an der sich entsprechende Abgänge zu Manipulator (M), Verdampfer (V), Transfer, Quadrupol-Massenspektrometer (QMS), Sputtergun (SG), Quartzwaage (QW), Turbopumpe (TP), Titan-Sublimations-Pumpe (TSP), Ion-Gauge (IG) und Kühlfalle (KF) befinden. Weitere Details in [Röm07].

Das Evakuiersystem der UHV-Hauptkammer besteht aus einer Turbomolekularpumpe (Pfeiffer<sup>TM</sup> CompactTurbo TMU 521 P) und einer Ionengetterpumpe (Varian VacIon Plus 300) sowie einer Varian<sup>TM</sup> Titansublimationspumpe mit integrierter Kühlfalle. Daraus resultierend ergibt sich für diese Kammer ein bester Druck von  $p_{\min} < 6 \cdot 10^{-11}$  mbar und ein üblicher Basisdruck von  $< 1 \cdot 10^{-10}$  mbar. Während eines Aufdampfprozesses kann der Kammerdruck bei  $< 5 \cdot 10^{-10}$  mbar gehalten werden.

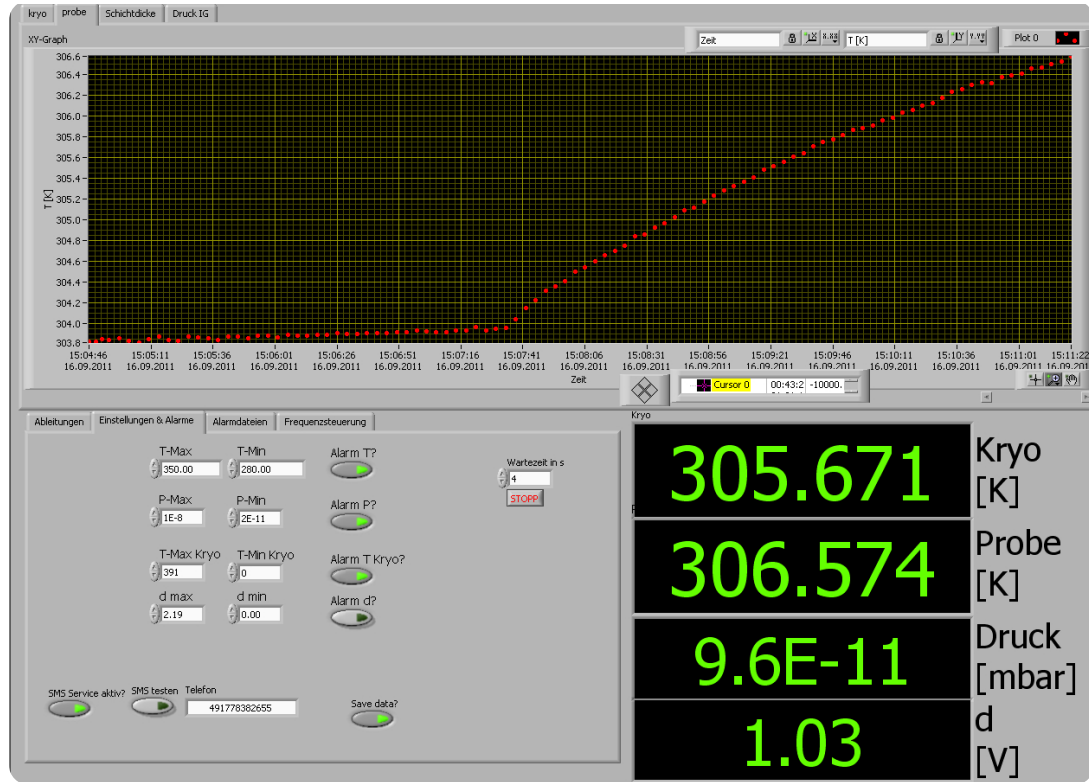
Zwar war die UHV-Kammer zu Beginn dieser Arbeit bereits mit einer Plasmakammer ausgestattet, jedoch zeigte sich im Laufe der Zeit, dass durch das kapazitiv erzeugte Plasma eine Kupfer- und Schwefel-Verunreinigung der Probe auftritt, die umso stärker wird, je länger die Plasmabehandlung dauert. Deswegen wurde die Plasmakammer auf induktive Anregung abgeändert, wie es in Kapitel 4.1.3 genauer beschrieben wird. Diese Plasmakammer dient gleichzeitig dem Transferieren der Proben und allgemein



**Abbildung 4.2:** Bei der Verwendung von verschiedenen Turbopumpen am selben Vorvakuum und bei der Verwendung von Wasserstoffplasma ist eine gezielte und sichere Trennung der Pumpwege nötig. Dies Vakuumverbindungen sind in diesen Schaltplan vereinfacht dargestellt. Die Nummern sind eindeutig, jedoch wurde zur Übersichtlichkeit ein Präfix für den Ventiltyp in Form von **UHV** (trennt UHV-Bereiche), **VoV** (trennt Vorvakuumbereiche), **BE** (Möglichkeit zur Belüftung mit trockenem Stickstoff) und **FD** (für feindosiertes Einlassen von Sputter- oder Plasmagasen) eingefügt. Die Bezeichnungen befinden sich ebenfalls an den realen Ventilen. Der Zusatz (el) steht für ein elektronisch gesteuertes Ventil, welches ungewolltes Belüften bei Stromausfall verhindert.

zur Reduktion von z. B. oxidierten Proben und mit Liganden versehenen Nanopartikeln, wie es in [Kro11] und [Ant11] angewendet wurde.

Die präparative Ausstattung der UHV-Kammer besteht aus einer Sputtergun zum Ionenätzen, einer selbstgebauten Probenheizung, einem Helium-Konti-Kryostaten, einem Auger-Spektrometer, einem Massenspektrometer, einer in nur 3 cm zur Probe entfernt positionierten Quarzwaage sowie einem Vier-Taschen-Verdampfer: Oxford Scientific<sup>TM</sup> OS-VAP-4p. Für Letzteren wurden in diesem Aufbau bisher erfolgreich die Materialien Fe, Ag, Pt, Cu, W, Au, Ni und Co mit je einer Reinheit von mindestens 99.99% verwendet. Details hierzu befinden sich in Anhang A.3.3.



**Abbildung 4.3:** Programm zur Protokollierung der UHV-Kammer-Parameter. Rechts sind die wichtigsten Parameter wie der Druck in der Kammer und die Temperatur der Probe angezeigt. Links sind die Alarmeinstellungen zu sehen. Oben kann ausgewählt werden, welcher Parameter in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt wird.

Die wichtigsten Parameter der Kammer werden mit Hilfe eines Programmes, gezeigt in Abbildung 4.3, protokolliert. Der Kammerdruck, die Kryostat- und Proben temperatur sowie die Schichtdicke werden alle vier Sekunden in eine Datei gespeichert. Es können akustische Alarme eingestellt werden, falls diese Parameter vom Sollbereich abweichen. Als zusätzliche Warnung kann eine SMS an eine beliebige Handynummer geschickt werden, so dass ein kurzzeitiges Entfernen von der UHV-Anlage unproblematisch ist. Des Weiteren übernimmt dieses Programm die Steuerung des Multifrequenz-FMR-Aufbaus, wie es in Kapitel 4.1.4.3, Paragraph *Frequenzsteuerung*, beschrieben wird.

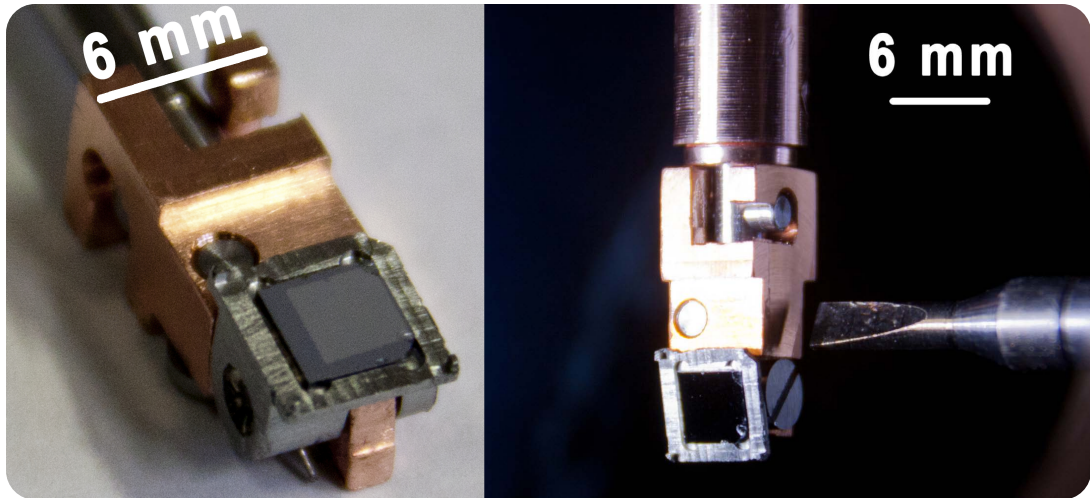


**Probenhalter und Transfer** Ein dauerhafter Basisdruck von  $< 1 \cdot 10^{-10}$  mbar kann in der Regel nur mit einem Probentransfermechanismus realisiert werden, wodurch die Hauptkammer nur selten belüftet werden muss. Des Weiteren wird dadurch ein vielfaches Ausheizen der UHV-Kammer eingespart, was bei den ca. 100 hergestellten Proben erheblich ist. Es wurden mit diesen der Domänenwandwiderstand [Has09a][Has09c][Has11], die schwache Lokalisierung in epitaktischen Filmen [Has09b] und das allgemeine Ummagnetisierungsverhalten von epitaktischen Leiterbahnen untersucht [Has08]. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, dient für den Transfer die Plasmakammer, die zu diesem Zweck mit einer Schnellöffnungsklappe und einem entsprechenden Pumpsystem ausgestattet ist. Da die Anforderungen an den Probenhalter und den Transfer nicht trivial vereinbar sind, soll im Folgenden der für diese Arbeit konstruierte Probenhalter genauer beschrieben werden. Die Anforderungen an den Probenhalter sind diese:

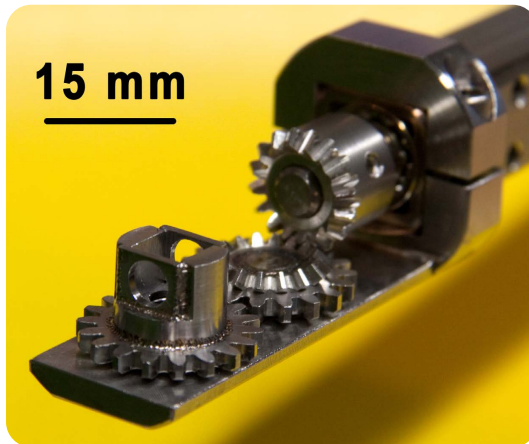
- transferierbar für bestmöglichen Druck
- heizbar bis mindestens 900 K Probentemperatur zur Substratpräparation
- Probe muss zum Messen von vertikal nach horizontal positionierbar sein
- die Probe muss für den Mikrowellenkurzschluss (siehe 4.1.4) frei zugänglich sein
- sie muss zur Probestrommessung isoliert und elektrisch kontaktierbar sein
- die Probentemperatur muss mess- und regelbar sein
- Halter darf nicht ferro- bzw. paramagnetisch sein
- der Grundfläche des Probenhalter sollte zur Positionierung im Glasbereich  $6 \cdot 6 \text{ mm}^2$  nicht überschreiten

Zwar sind die Anforderungen weitgehend kommerziell gelöst, jedoch nicht in den Dimensionen, wie sie im letzten Anforderungspunkt beschrieben sind. Dies ist jedoch notwendig, um die Probe in einen Glasbereich zur Detektion der FMR fahren und dort noch positionieren zu können. Es ergibt sich hieraus ein Design, welches aus einem temperaturgeregelten, elektrisch kontaktierten und dauerhaft installierten Vakuumbauteil sowie einem transferierbaren Probenträger besteht. Zur genauen Beschreibung wird beim Herzstück, nämlich der Probe und dem damit verbundenen Probenträger, begonnen. Die kommerziellen Substrate werden mit Silberleitleack auf den in Abbildung 4.4 gezeigten kippbaren Träger geklebt, der sich an einem Bajonettverschluss befindet. Nach dem Trocknen an Luft bei ca. 380 K wird dieser in die in Abbildung 4.5 gezeigte Mechanik gesteckt. Diese befindet sich in der Plasmakammer, welche dann abgepumpt wird, bis der Druck unter  $1 \cdot 10^{-6}$  gesunken ist. Insbesondere schwierig pumpbare Gase wie  $\text{H}_2$  werden mit Hilfe der einer Turbomolekular- und Titansublimationspumpe grob beseitigt. Das Ventil zwischen Haupt- und Plasmakammer kann nun geöffnet und die Probe mit der Transferstange unter die in Abbildung 4.6 gezeigte Probenheizung gefahren werden. Mit Hilfe der x-y-Positionierung wird die Heizung mittig über dem Probenträger positioniert, mit dem Schrittmotor langsam heruntergefahren und der Bajonettverschluss damit zusammengesteckt, bis die Spiralfeder zurückgeschoben wird (siehe hierzu auch Abbildung 4.7). Dann kann an der Transferstange der Träger um  $90^\circ$



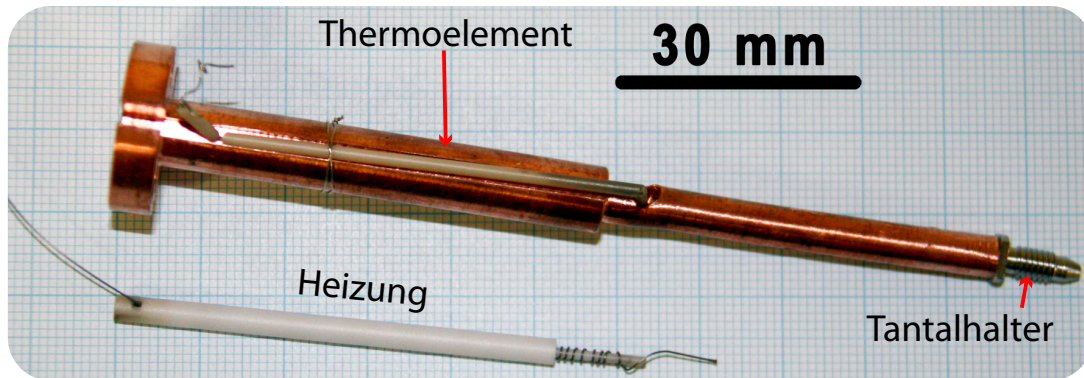


**Abbildung 4.4:** Ein Probenträger aus Kupfer und Molybdän. Zu sehen ist der kupferne Bajonettverschluss mit dem kippbaren Molybdän-Probenträger. Eine Vertiefung von  $4.2 \cdot 4.2 \text{ mm}^2$  nimmt bis zu 0.5 mm dicke Substrate auf. An den Ecken des Probenträgers befinden sich vier stiftartige Erhöhungen, welche dafür sorgen, dass die Probe stets tiefer als der Probenhalter ist, es aber zu keiner Abschirmung der hoch- oder niederfrequenten Wechselfelder kommt. So kann die Probe bequem an glatte Flächen herangefahren werden, ohne dabei zerstört zu werden. Im rechten Bild ist die im Vakuum montierte Version gezeigt, an die gerade im UHV ein Schraubendreher zum Kippen des Probentellers herangefahren wird.



**Abbildung 4.5:** Transfermechanismus zum Einschleusen von Proben. An einem Zweiachsenmanipulator RMDG40-500-50 von Ferrovac<sup>TM</sup> befindet sich die Mechanik, um die Rotation der Probe polar und azimuthal zu erlauben. Der Probenträger (vgl. Abbildung 4.4) wird in den Käfig links im Bild eingesetzt, so dass die Öffnung des Bajonettverschlusses nach oben zeigt und das Substrat durch ein Loch im Käfig sichtbar ist, um es gegebenenfalls mit Plasma behandeln zu können.

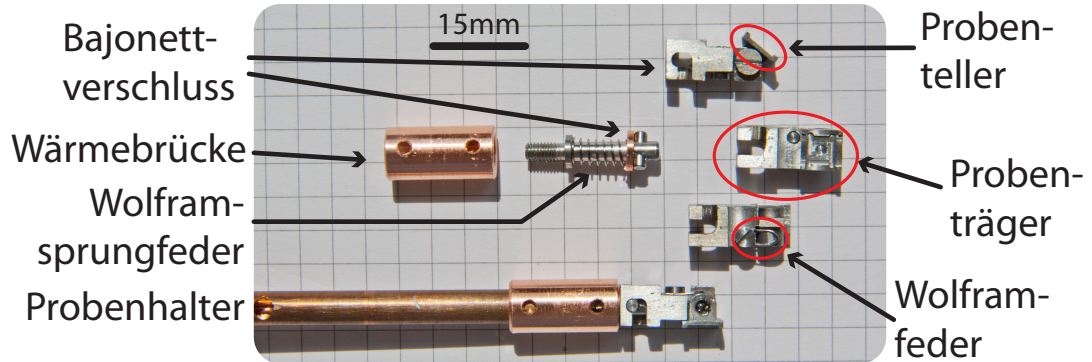
gedreht werden, so dass die Arretierung beim langsamen, mechanischen Hochfahren der Heizung einrastet. Die Probe ist somit vor Verdrehung und Verkippen gesichert und hat durch die Wärmebrücke aus Kupfer (siehe Abbildung 4.7) hinreichend thermischen Kontakt.



**Abbildung 4.6:** Die gezeigte Probenheizung befindet sich am Ende eines Heliumkryostaten und zeigt normalerweise senkrecht nach unten. Im unteren Teil des Bildes ist die resistive Wolframheizung zu sehen. Diese besteht aus einem Wolframdraht, welcher um eine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik gewickelt wird. Zur Isolierung gegenüber dem Kupferprobenhalter, in dessen Mitte die Heizung gesteckt wird, wird ein Keramikröhrchen über die Wolframwicklung geführt. Der Probenträger (siehe Bild 4.4) wird rechts auf den Tantalhalter (in dieser Abbildung lediglich eine Schraube) aufgesetzt. Im thermischen Kontakt zu diesem steht ein K-Typ-Thermoelement, welches (durch ein doppeltes Keramikröhrchen isoliert) teilweise innen und außen an der Probenheizung entlanggeführt ist.

In der Abbildung 4.7 sind Detailaufnahmen vom verwendeten Bajonettverschluss gezeigt. Hierbei ist auf die Wahl der verschiedenen Materialien hinzuweisen: Der Probenhalter und die Wärmebrücke sind aus Kupfer, um möglichst gut die Wärme zum Probenträger zu leiten. Der probenhalterseitige Bajonettverschluss (Stecker) ist aus Tantal. Dies ist bei der mechanischen Belastung während des Transfers von Vorteil. Die Feder an diesem Tantalstecker wurde aus  $\varnothing 0.3$  mm Wolfram-Draht gefertigt. Die meisten kommerziellen Federn sind para- oder ferromagnetisch; der Wolframdraht wird vom angelegten Magnetfeld nicht beeinflusst und rekristallisiert bei den verwendeten 900 K Probentemperatur noch nicht, so dass er seine Federkraft beibehält. Über den Stecker wird die Wärmebrücke aus Kupfer gesteckt, die zur Entlüftung im Vakuum zwei Bohrungen enthält.

Der Probenträger ist – mit Ausnahme der kleinen Wolframfeder – vollständig aus Molybdän. Zwar wäre Tantal in diesem Falle auch ein möglicher Werkstoff, jedoch muss zur Verhinderung von Kaltverschweißen jede variierende Kontaktfläche aus zwei unterschiedlichen Materialien bestehen. Der Korpus wurde in der Universitäts-Werkstatt angefertigt, während die verwendeten Molybdän-Schrauben kommerziell erworben wurden. Durch Messungen mit einem weiteren Thermoelement konnte festgestellt werden, dass die Temperatur an der Probe im Vergleich zur Messstelle während der Präparation in der Regel nur um 10% zu niedrigeren Temperaturen abweicht. In dieser Arbeit sind immer die nominellen am Probhalter gemessenen Temperaturen angegeben.



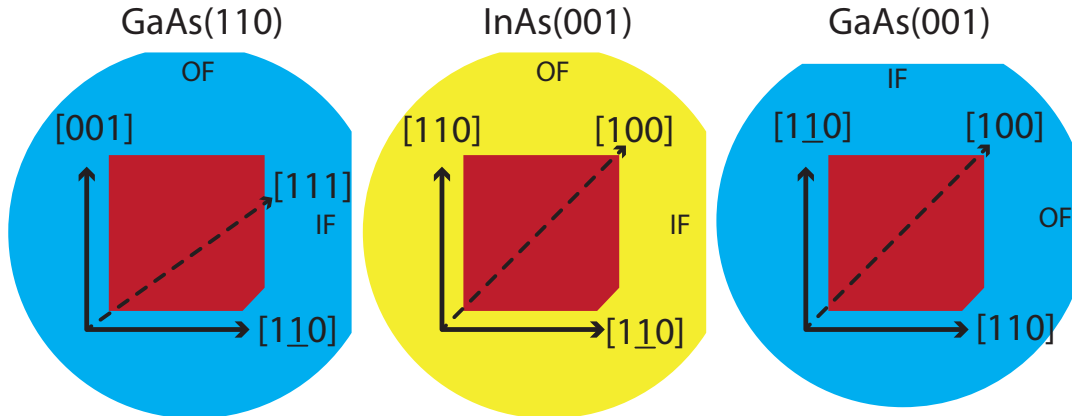
**Abbildung 4.7:** Details zum Bajonettverschluss. Im Bild sind vier Orientierungen des Proben-trägers gezeigt. In der obersten ist rechts der Schraubenkopf zu sehen, mit welcher man den Proben-teller (mit kippbarer Vertiefung für die Probe) drehen kann (hier ca. 45° gekippt). Die zweite Zeile zeigt die Wärmebrücke, den am Probenhalter befestigten Teil des Bajonettverschlusses und den Proben-träger in der Draufsicht. Die Wärmebrücke ist aus Kupfer, der Bajonettverschlusstecker aus Tantal mit einer Sprungfeder aus Wolfram und der Proben-träger aus Molybdän. Um ungewolltes Kippen des Proben-tellers zu verhindern, drückt eine kleine Wolframsprungfeder gegen den drehbaren Teil. In der untersten Zeile ist der komplett montierte Zustand abgebildet, bei dem die Sprungfeder unter der Wärmebrücke versteckt ist.

#### 4.1.2 Probenpräparation

Im Folgenden werden zunächst in Unterkapitel 4.1.2.1 die Vorbereitungen zum Erhalt eines atomar sauberen und strukturierten Substrates dargestellt, während in Unterkapitel 4.1.2.2 die Herstellung der Filme beschrieben wird.

##### 4.1.2.1 Präparation von GaAs(110) und InAs(001) Substraten

Verwendet werden kommerzielle und in  $3.9 \cdot 3.9 \text{ mm}^2$  große Stücke formatierte Einkristallwafer der Firma Crystec<sup>TM</sup>: GaAs(110) mit  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ Si}$  bzw. InAs(001) mit  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ S}$  dotiert. Die Dotierung erleichtert durch die erhöhte elektrische Leitfähigkeit des Substrates die Probenpräparation und Charakterisierung, da in der Regel Elektronenströme eine wichtige Rolle spielen. Die Dotierung verhindert elektrostatische Aufladungen, die z. B. das LEED-Bild verzerren oder das Ionenätzen verschlechtern würden. Die 0.5 mm dicken Substrate werden nach dem Entnehmen vom Wafer als erstes an einer Ecke mechanisch markiert, um die kristallographische Richtung immer eindeutig festlegen zu können. Hierzu wird die rechte untere Ecke mit einer Keramikpinzette abgebrochen. Je nach Substrat wird dadurch eine eindeutige Richtung definiert, wie es in Abbildung 4.8 gezeigt ist. Dort sind die herstellerseitigen Markierungen des Primary Flat (IF) und Ordinary Flat (OF) in Bezug zur mechanischen Markierung gesetzt. Anschließend werden die Substrate in einem Aceton-Ultraschallbad mehrfach

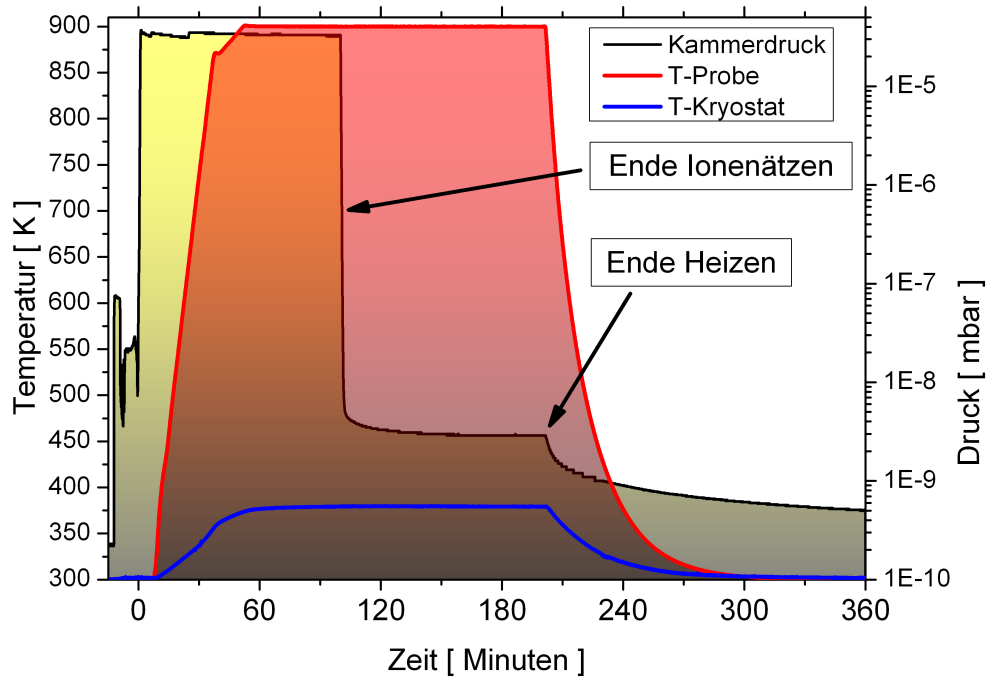


**Abbildung 4.8:** Nach obigem Schema wurden die Substrate markiert. Im Falle für *GaAs(110)* wurden beidseitig polierte Substrate verwendet, welche sich gespiegelt auf der Trägerfolie befinden. Die Rückseite wird in diesem Fall zusätzlich mit einem Kreuz als solche markiert. *IF* und *OF* entsprechen verschiedenen großen Sehnen (Schnittmenge von Sekante und Kreisfläche) des gesamten Wafers. In allen gezeigten Fällen entspricht die Richtung senkrecht zur *IF*-Sehne der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung.

mit frischem Lösungsmittel (technisches Aceton) für mehrere Minuten gesäubert. Als letztes wird das Substrat in Ethanol ebenfalls für mehrere Minuten im Ultraschallbad gereinigt. Damit werden die verschiedenen löslichen Verunreinigungen entfernt. Ethanol verdampft nicht so schnell wie Aceton und hinterlässt weniger Salze auf der Probe. Um noch weniger Rückstände auf der Probe zu finden, wird das Ethanol mit trockenem Stickstoff von der Probe geblasen. Dies sollte möglichst kurzzeitig geschehen, da beobachtet wurde, dass Verunreinigungen durch die Stickstoffpistole auftreten können.

Als beste Präparation hat sich im Rahmen dieser Arbeit folgende Vorgehensweise etabliert: Mit möglichst wenig Silberleitlack wird die Probe am Probenträger (vgl. Abbildung 4.7) angeklebt und dieser an Luft bei ca. 380 K für etwa 10 Minuten getrocknet. Die Probe wird in die Plasmakammer eingesetzt und es wird so lange gepumpt, bis ein Druck von  $< 1 \cdot 10^{-6}$  mbar erreicht ist. Der Transfer in die Hauptkammer wird durchgeführt und die Probe mit Ionenätzen bei 0.85 kV Beschleunigungsspannung und einer Probenstromflächendichte von ca.  $2 - 3 \mu\text{A cm}^{-2}$  für ca. 10 Minuten gereinigt. Dies soll zunächst die größten Verunreinigungen von der Probe entfernen und ein Eindiffundieren in das Substrat beim nachfolgenden Heizen minimieren.

Die folgenden Schritte unterscheiden sich für die verwendeten Substrate, deswegen wird zunächst auf *GaAs(110)* eingegangen: In Abbildung 4.9 wird illustriert, dass nach ca. 10 Minuten Ionenätzen bei 0.85 kV die Probenheizung eingeschaltet wird, welche zunächst in 35 Minuten linear auf 870 K und dann innerhalb 15 Minuten auf 900 K heizt. Diese Zweistufigkeit verhindert ein Überschwingen der Temperaturregelung. Wenn die

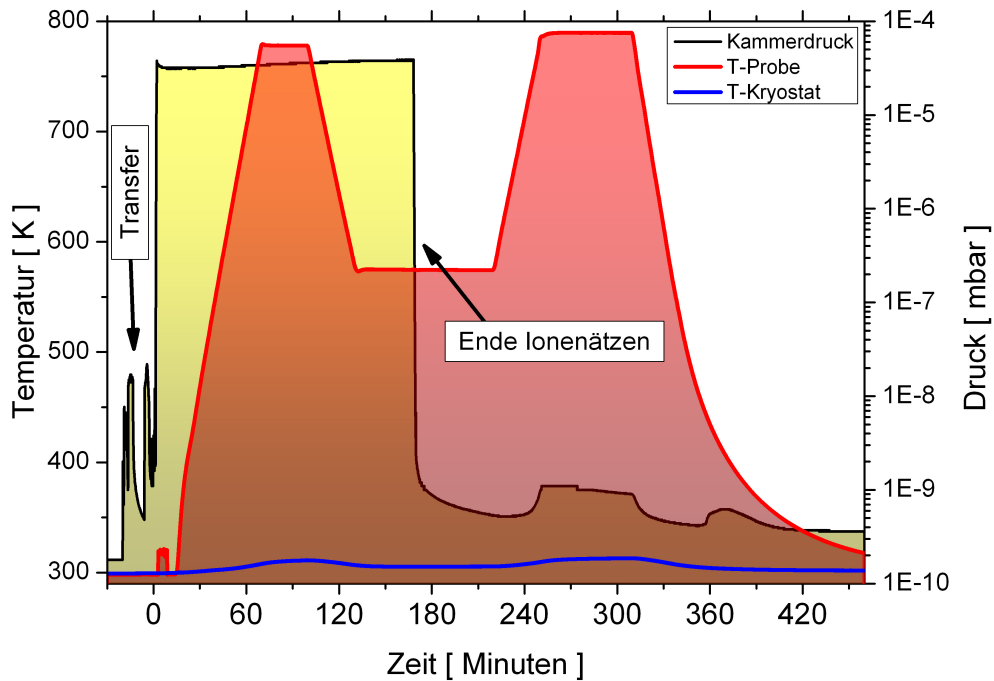


**Abbildung 4.9:** Typischer Zeitverlauf einer GaAs(110)-Substratpräparation. Die Temperatur von Probe und Kryostat bzw. der Druck sind über der Zeit in Minuten aufgetragen. Es wird bei  $t = 0$  mit dem Ionenätzen bei Zimmertemperatur und 0.85 kV Beschleunigungsspannung begonnen. Die Probentemperatur wird in zwei Intervallen linear zum Maximum gebracht. Wenn dieses erreicht ist, wird die Beschleunigungsenergie auf 0.5 keV reduziert. Nach weiteren 50 bzw. insgesamt 100 Minuten wird das Ionenätzen abgeschaltet und das Substrat 100 weitere Minuten bei 900 K thermisch geglättet. Anschließend wird die Heizung abgeschaltet. Lokale Maxima im Druck sind Folge des Probentransfers.

maximale Temperatur erreicht ist, wird die kinetische Energie der Ar-Ionen auf 0.5 keV und daraus resultierend die Probenstromflächendichte auf  $1 - 2 \mu\text{A cm}^{-2}$  reduziert. Nach ca. einer Stunde folgt eine mindestens einstündige Glättungsphase (typischerweise 100 Minuten) ohne Ionenätzen bei gleicher Substrattemperatur. Diese lange Glättungsphase erlaubt ein intensives Ausgasen des Probenhalters. Im Anschluss hieran wird die Heizung abgeschaltet, so dass die Probe innerhalb von ca. einer Stunde auf Zimmertemperatur abkühlt. Schon während des Glättungsprozesses wird zusätzlich die Kühlfalle aktiviert, um während der LEED-Charakterisierung und des nachfolgenden Aufdampfprozesses einen möglichst guten Druck zu erreichen und eine Rückverunreinigung des Substrates zu vermindern. Der Temperatur- und Druckverlauf während der Substratpräparation für GaAs(110) ist in Abbildung 4.9 veranschaulicht. Die Daten hierfür wurden der realen Präparationsdokumentation mit Hilfe des Programmes in Abbildung 4.3 entnommen.



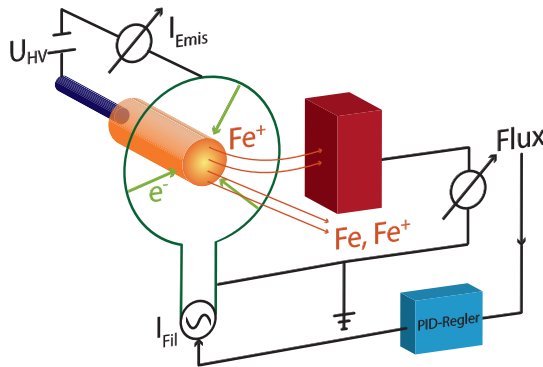
Für den Fall  $\text{InAs}(001)$  ergibt sich der in Abbildung 4.10 gezeigte Temperatur- und Druckverlauf. Im Unterschied zu  $\text{GaAs}(110)$  wurde hier die Temperatur zwischenzeitlich auf 575 K reduziert und nur beim ersten Heizprozess das Ionenätzen durchgeführt. Es zeigte sich jedoch im Nachhinein, dass die Reduzierung der Substrattemperatur keinen Vorteil gegenüber der Präparationsmethode für  $\text{GaAs}(110)$  ergibt. Sie ist dennoch hier gezeigt, da sie für die in dieser Arbeit präsentierten Filme verwendet wurde. Als Maß für die Substratqualität dient hier das Kontrastverhältnis der LEED-Bilder (siehe Kapitel 4.2.1), insbesondere die Intensität der Zwischenmaxima, welche auf länger reichweitigere Ordnungen zurückzuführen sind. Es zeigte sich jedoch, dass lediglich die Glättungstemperatur für die Qualität von entscheidender Bedeutung ist, besonders bei den rekonstruierten Oberflächenstrukturen. Die lange Dauer reduziert jedoch Ausgasen des Silberleitklebers oder allgemeiner Verunreinigungen des Probenhalters und vermindert damit eine Resorption.



**Abbildung 4.10:** Ein typischer zeitlicher Verlauf einer  $\text{InAs}(100)$ -Substratpräparation. Die Temperatur von Probe und Kryostat bzw. der Druck sind über der Zeit in Minuten aufgetragen. Es wird bei  $t = 0$  mit dem Ionenätzen bei Zimmertemperatur und 0.85 kV Beschleunigungsspannung begonnen. In zwei Schritten wird das Substrat auf 780 K bzw. 790 K geheizt. Beim ersten Heizvorgang wird gleichzeitig Ionenätzen bei 0.5 keV durchgeführt. Der leichte Druckanstieg bei  $t = 360$  Minuten ist vermutlich auf die Erwärmung der Kühlfalle zurückzuführen.

#### 4.1.2.2 Wachstum dünner Eisen-Schichten

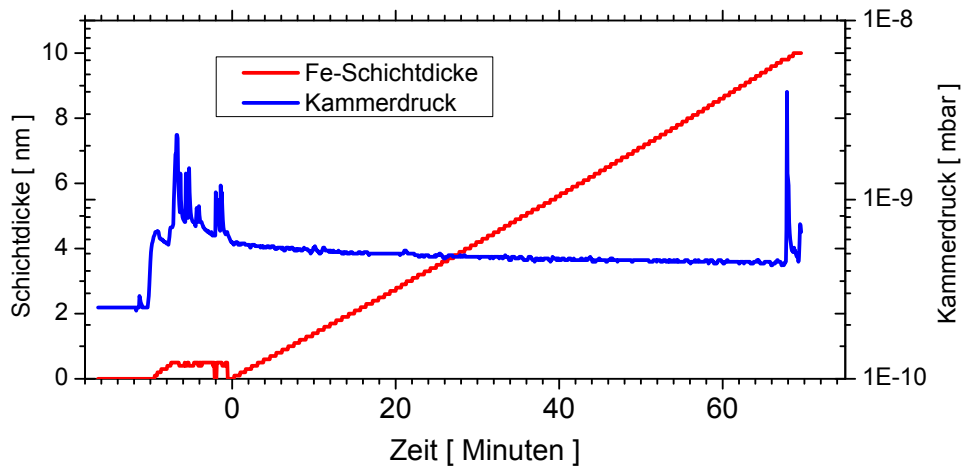
Der verwendete Verdampfer ist ein *Oxford Scientific*<sup>TM</sup> OS VAP4p, dessen Funktionsweise in der Schemaskizze 4.11 gezeigt wird. Zu 99.99% reines Fe wird auf positives Hochspannungspotential von  $U_{HV} = 1.5 \text{ kV}$  gebracht. Durch Glühemission werden mit Hilfe eines Wolframdrahtes freie Elektronen erzeugt, die zu einem Emissionsstrom  $I_{emis}$  führen. Diese werden durch die Hochspannung auf das Fe beschleunigt und erzeugen eine Heizleistung von  $P = U_{HV} \cdot I_{emis}$ , die im Falle von Fe typischerweise bei 8.5 W liegt (detaillierte Parameter im Anhang A.3.3). Dadurch wird Fe sublimiert und ein Teil durch Stöße mit den Elektronen ionisiert. Diese Ionen treffen teilweise auf den Fluxmesser, an dem ein Kompensationsstrom (Flux) im Bereich von für Fe typischen 100 – 200 nA gemessen werden kann. Der PID-Regler misst den Flux und hält diesen konstant, indem er den Filamentstrom steuert. Je nach Filamentstrom ändern sich die eingesetzte Filamentleistung, die Temperatur des W-Drahtes und damit auch die Anzahl der freien Elektronen sowie daraus resultierend die elektrische Leistung über über das Hochspannungspotential, welche am Verdampfermaterial in Wärme umgewandelt wird. Die Aufdampftrate kann somit über den Flux konstant gehalten werden.



**Abbildung 4.11:** Schematische Darstellung des Verdampfers. Durch Glühemission erzeugte Elektronen ( $e^-$ ) werden durch eine Hochspannung ( $U_{HV}$ ) zum Fe beschleunigt. Der Kompensationsstrom teilweise ionisierter Fe-Atome ist zur Menge des verdampften Materials proportional und dient als Istwert für den PID-Regler, welcher über den Filamentstrom den Kompensationsstrom konstant hält.

Der Aufdampfprozess von Fe unterscheidet sich für die verschiedenen Substrate nicht. In allen Fällen wird möglichst noch vor der Substratpräparation das Verdampfermaterial auf Betriebstemperatur gebracht und so lange gewartet, bis der Kammerdruck auf  $< 5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$  gesunken ist. Dann wird das Substrat präpariert und die Probe nahe zur Lochblende an der Quarzwaage gefahren. Damit beim erneuten Ausgasen noch kein Fe aufgedampft wird, wird das Substrat an einen Bereich gefahren, an dem es thermischen Kontakt zur Blende hat, aber kein Fe auf das Substrat trifft. Am Verdampfer wird mit Hilfe der Quarzwaage die gewünschte Aufdampftrate eingestellt und durch den PID-Regler konstant gehalten. Die Schichtdickenmessung ist extrem temperaturempfindlich, weswegen das ganze System ins thermische Gleichgewicht gebracht werden muss. Die Strahlungswärme des Verdampfers kann hier je nach Materialdichte eine Änderung der Anzeige von 0.1 – 0.5 nm verursachen. Dies bestimmt

im Wesentlichen den schichtdickenunabhängigen Fehler bei der Schichtdickenmessung von 0.3 nm, der durch die thermische Equilibrierung minimiert wird. Im Gegensatz dazu ergibt die Kalibrierung mit Hilfe von SEM, AFM und XRD den relativen Fehler der Schichtdickenbestimmung von 5%. Im Idealfall wird nur für den kurzen Moment, in dem die Probe vor die Aufdampföffnung gefahren wird, der Shutter des Verdampfers geschlossen. Als praktikabler hat sich erwiesen den Shutter einfach offen zu lassen und beim Fehlerbalken die während der Positionierung gemessenen Schichtdicke zu berücksichtigen. Dies ist meist  $< 0.1$  nm, da nur am Ende das Substrat bedampft wird. Die Positionierung dauert im Normalfall  $< 1$  Minute, im gezeigten Beispiel in Grafik 4.12 hat dies jedoch bei geschlossenem Shutter ca. 5 Minuten gedauert. Dies kann man dem waagerechten Schichtdickenverlauf bei  $t < 0$  entnehmen. Die Aufdampfrate ist im gezeigten Beispiel etwa 0.15 nm/min. Der gezeigte Verlauf ist der von der Präparation des in der Auswertung Kapitel 4.3 analysierten Filmes.



**Abbildung 4.12:** Gezeigt ist der Aufdampfprozess der Probe 2011-04-28-R2D2 mit 10 nm Fe/GaAs(110), der bei  $t = 0$  Minuten startet. Deutlich zu erkennen ist in Rot der lineare Anstieg der Schichtdicke, welcher durch die Fluxregelung ermöglicht wird. Der Druck (blau) während des Aufdampfprozesses beginnt bei  $5.8 \cdot 10^{-10}$  mbar und sinkt auf  $4.5 \cdot 10^{-10}$  mbar. Lokale Maxima im Druck sind auf Bewegung des Manipulators zurückzuführen.

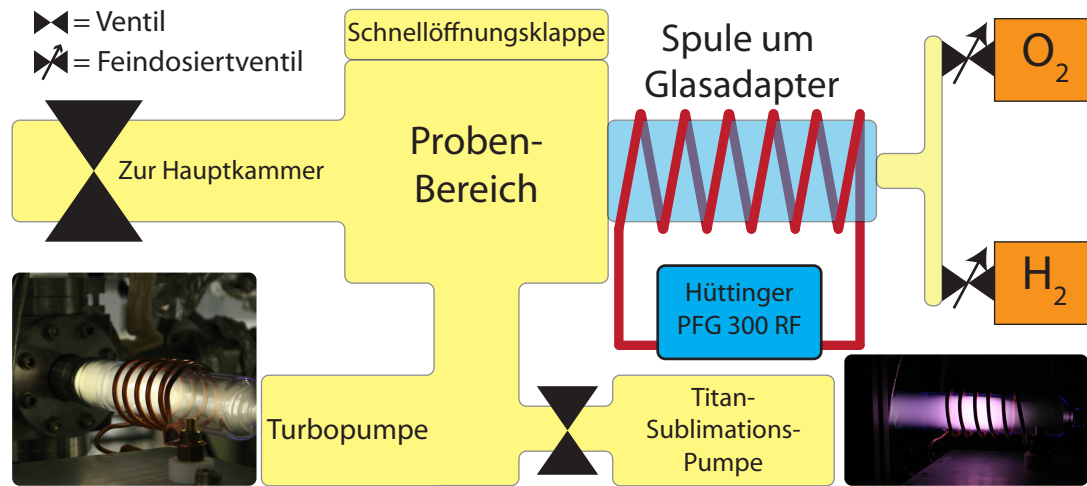
Für Proben, die aus dem Vakuum herausgeschleust werden sollen, wird eine Deckschichtkombination aus 2 nm Ag und 3 nm Pt verwendet. Ag mischt nicht mit Fe und ist diesbezüglich vorteilhaft gegenüber z. B. Pt. Letzteres wird jedoch zusätzlich gewählt, da Pt sehr schnell passiviert und damit vor Oxidation schützt. Ag wirkt folglich legierungshemmend, und Pt schützt vor Sauerstoffdiffusion. Der Druck während dieser Aufdampfprozesse kann in Einzelfällen bis zu  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar (für Pt) betragen, jedoch spielt dies für die Proben nur eine untergeordnete Rolle: Dies kann ggf. Einfluss auf die



Linienbreite der FMR haben, da die Abdeckschicht maßgeblich den Spinpumpingeffect beeinflusst [Tan08]. Intrinsische Parameter der Fe-Schicht sollten durch die Separation mit 2 nm Ag nicht durch die Reinheit des Pt beeinflusst werden.

### 4.1.3 Probenreduktion mittels induktivem Plasma

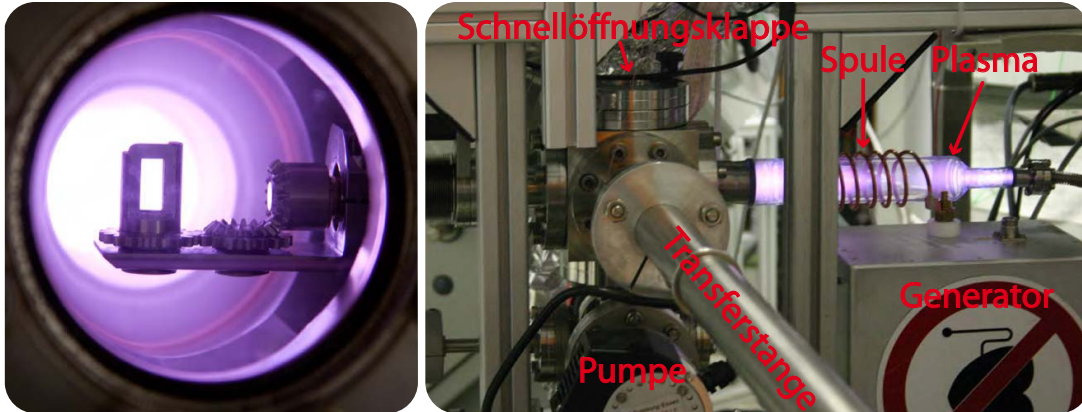
Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Plasmakammer unter anderem auch zur Untersuchung von reduzierten Nanopartikeln [Lin10] von kapazitiver zu induktiver Anregung umgebaut, um den Einfluss von Oxidation und Reduktion von epitaktischen Filmen mittels FMR zu untersuchen. Obwohl diese Ergebnisse in dieser Arbeit nicht mehr präsentiert werden konnten, soll hier dennoch die Plasmakammer beschrieben werden, da sie z. B. für die Veröffentlichung [Kro11] verwendet wurde. Der Umbau wurde durch Verunreinigung durch das Anodenmaterial notwendig [Ant11]. Grundlagen zum Plasma befinden sich im Kapitel 2.4.



**Abbildung 4.13:** Schema der Plasmakammer. Sauerstoff oder Wasserstoff wird mittels eines Feindosiertventils zum Glasadapter eingelassen. Um den Glasadapter befindet sich die Induktionsspule, welche das Plasma anregt. Ein konstanter Gasfluss zur Turbopumpe wird aufrechterhalten. Zum Abpumpen von H<sub>2</sub> ist eine Titan-Sublimations-Pumpe zuschaltbar. Das linke Photo zeigt gezündetes O<sub>2</sub>-Plasma, das rechte H<sub>2</sub>-Plasma.

Die verwendete Plasmakammer ist zur Entfernung von Liganden von Nanopartikeln [Tru08] mit Sauerstoff betreibbar. Hierbei entsteht CO/CO<sub>2</sub>-Gas, welches durch die Turbomolekularpumpe entfernt wird. Zur Reduzierung der damit unvermeidlich oder bereits vorher natürlicherweise oxidierten Elemente wird Wasserstoffplasma verwendet, welches Wasserdampf erzeugt und ebenfalls abgepumpt werden kann [Tru09a].

Der UHV-technische Aufbau der Vakuumapparatur hat sich im Vergleich zu [Tru09a] nicht wesentlich verändert, jedoch die Plasma-Anregungsmethode. Wie im Schema 4.13



**Abbildung 4.14:** Links: Blick in das angeregte  $H_2$ -Plasma. Zu sehen ist der Transfermechanismus mit dem Probenküfig. Rechts: Das Plasma strömt von rechts an die Probe, welche sich im Kubus zwischen Schnellöffnungsklappe und Pumpe befindet. Mit Hilfe der Transferstange wird die Probe in die im Hintergrund befindliche UHV-Kammer transferiert.

gezeigt, wird bei 13.56 MHz mittels sechs Windungen Kupferrohr ein elektrisches Wechselfeld über ein Glasrohr in den Vakuumbereich der Plasmakammer eingeprägt. Durch diesen Glasbereich fließt ein konstanter Gasstrom bei ca. 0.001 – 0.08 mbar, der mit Hilfe je eines Feindosierventils für Sauerstoff und Wasserstoff (verwendet werden 99.999% reine Laborgase) eingestellt werden kann. Sollte es versehentlich zur Erzeugung eines Knallgasgemisches kommen, so ist dies im Niederdruckbereich und damit weniger gefährlich. In Sauerstoff- oder Wasserstoffgas wird nun ein elektrischer Strom mit einer Ladungsträgerdichte von ca.  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  erzeugt, die deutlich über der des kapazitiv gekoppelten Plasma mit  $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  liegt. Damit ist das Plasma reaktiver bei gleicher Leistung und gleichem Druck. Außerdem kommt es zu weniger starken Feldgradienten im Plasmazentrum, und zum Rand hin nimmt die Feldstärke ab, wodurch es zu weniger Abtragung von im Plasma befindlichen Materialien kommt. Anodenmaterial kann nicht abgesputtert werden, da keine Anode im Vakuum existiert. Eine reale Abbildung der Plasmakammer befindet sich in Grafik 4.14.

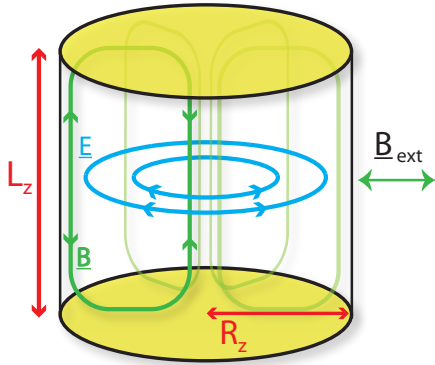
Bei der Verwendung von niederenergetischem Plasma bei ca. 30 – 50 W Hochfrequenzleistung, wie es auch in [Kro11] verwendet wurde, kommt es zu keiner strukturellen Veränderung, wie mit Hilfe von TEM-Aufnahmen gezeigt werden konnte [Tru08] [Wie05] [Ant08]. Auch nach dem Umbau ist diese Plasmakammer noch z. B. am PEEM bei BESSY II verwendet worden und damit leicht an andere UHV-Anlagen adaptierbar. Die mittlere Temperatur wurde mit Hilfe eines im Plasma befindlichen Thermoelementes gemessen und lag im Bereich von 5 K bei 40 W Anregungsleistung.

#### 4.1.4 In situ Ferromagnetische Resonanz

Ein wichtiger Bestandteil der vorliegenden Dissertation ist die Realisierung eines *in situ* Multifrequenz FMR-Aufbaus und die dazugehörigen Messungen an nichtabgedeckten, epitaktischen Eisenstrukturen. In diesem Kapitel soll die Messmethode detailliert beschrieben werden. Zu diesem Zweck zeigt Kapitel 4.1.4.1 zunächst den konventionellen Resonatoraufbau, während Kapitel 4.1.4.2 anschließend die Unterschiede und Gemeinsamkeiten zum Kurzschlussaufbau darstellt. Die Ergebnisse der Verteilung der Mikrowellen in diesem Kurzschluss werden dann in Kapitel 4.1.4.3 gezeigt.

##### 4.1.4.1 Konventioneller Resonatoraufbau

Die Mikrowellenverteilung eines typischen Zylinderresonators, der in der konventionellen FMR zur Detektion benutzt wird, ist schematisch in Abbildung 4.15 gezeigt. Die gesamte Verteilung ist radialsymmetrisch, das E-Feld verläuft entlang der Radien. Das externe Magnetfeld wird waagrecht angelegt, so dass das Mikrowellen-B-Feld senkrecht dazu steht. Die so dargestellte Resonanzmode ist eine transversal elektrische ( $TE_{011}$ ), bei der jedoch der B-Anteil ausgenutzt wird.



**Abbildung 4.15:** Schemaskizze eines Zylinderresonators des Durchmesser  $D$  und der Länge  $L$ . Das E-Feld verläuft entlang der Radien mit jeweils gleichem Vorzeichen zu gleichen Zeitpunkten. Hingegen sind die Vorzeichen des B-Feldes in der Mitte und am Rand des Zylinders unterschiedlich. Das B-Feld ist in der Mitte des Resonators am größten und zeigt parallel zur langen Achse des Resonators.

Die Eigenfrequenz eines solchen Zylinderresonators kann nach [Poo67] wie folgt berechnet werden:

$$\omega_{mnp}^{TE} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\gamma_{mn}}{R_z}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_z}\right)^2} \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $\omega_{mnp}^{TE}$  die Eigenkreisfrequenz des Resonators für den Fall von  $m$  azimuthalen,  $n$  radialen und  $p$  zu diesen beiden senkrechte Knotenflächen.  $R_z$  ist der Radius und  $L_z$  die Länge des Resonators.  $\gamma_{mn}$  ist die  $n$ -te Nullstelle der Ableitung der Besselfunktion  $J_m$ . Außerdem gilt  $\mu_0$  = Vakuumpermeabilität,  $\mu_r$  = relative Permeabilität,  $\epsilon_0$  = Permittivität und  $\epsilon_r$  = relative Permittivität.

Mit Hilfe dieser Formel und unter der Annahme  $(\mu_0\mu_r\epsilon_0\epsilon_r)^{-\frac{1}{2}} = c$ ,  $m = 0$ ,  $n = 1$ ,  $p = 1$  und  $\gamma_0 = 3.83$  wurde der mögliche Frequenzbereich für einen Zylinderresonator berechnet. Das Ergebnis unter Variation der Dimensionen inkl. des Radius stellt Abbildung 4.16 dar. Daraus resultierend ergibt sich ein Frequenzbereich von ca. 4 – 18 GHz. Die Bandbreite ist somit relativ stark eingeschränkt und auf Grund der Dimensionen des Resonators können nicht alle aufgeführten Frequenzen verwendet werden. Zusätzlich wurden die Auswahlkriterien für anregbare Moden hier nicht beachtet. Durch Verwendung eines variablen Stempels könnte die Länge des Resonators mit einfachen Mitteln variiert werden, um frequenzabhängige Messungen durchführen zu können. Ein kommerziell erwerblicher, sehr dünnwandiger (notwendig für Feldmodulation) und elektrisch leitfähiger Zylinder<sup>1</sup> hätte z. B. die Ausmaße  $R_z = 33$  mm,  $L_z^{\max} = 130$  mm und eine Eigenfrequenz von 5.56 GHz. Es hat sich in anderen Arbeiten<sup>2</sup> gezeigt, dass lediglich eine Bandbreite von ca. 1 GHz für einen gegebenen Zylinderradius realistisch ist. Die Probenposition müsste je nach Frequenz variiert und am Probenhalter der variable Stempel oder eine Abdeckplatte montiert werden. Zusätzlich wäre es schwierig, ein bis zu 600 mT starkes Magnetfeld anzulegen, da z. B. die Dimensionen eines Glaseinsatzes bei Beachtung des vorhandenen Magneten zu groß werden würden. Auf Grund der Breitbandigkeit und Handhabbarkeit wird für die Realisierung im Vakuum der im nachfolgenden Kapitel 4.1.4.2 beschriebene Ansatz des kurzgeschlossenen Koaxialkabels gewählt.

Für den apparativen Aufbau und Details zur Detektion im konventionellen Resonatoraufbau sei hier auf [Mec97] und [Lin03a] verwiesen.

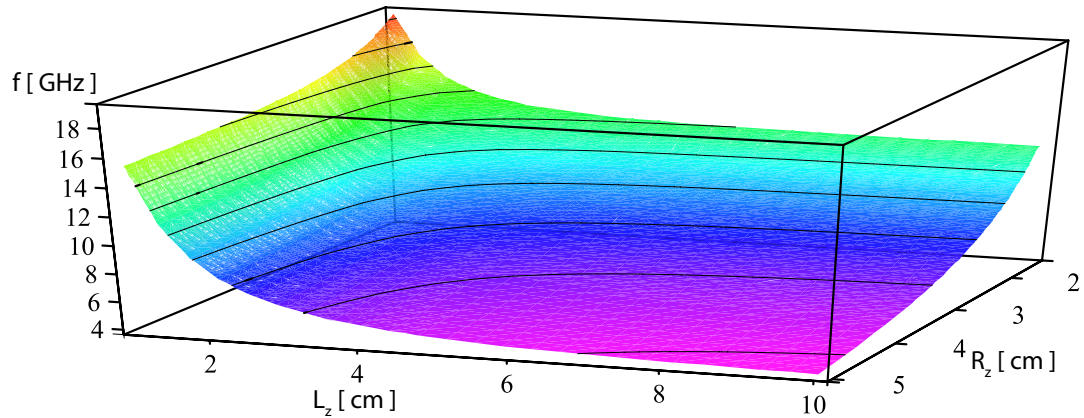
#### 4.1.4.2 Bestimmung der Mikrowellen-Feldverteilung der in dieser Arbeit hergestellten Messsonden

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Mikrowellenverteilung eines Zylinderresonators schematisch dargestellt. Im Folgenden soll die Simulation der B- und E-Feldverteilung bei dem speziell für diese Arbeit konstruierten und simulierten Kurzschluss gezeigt werden. In [Mag07] wird von einer zweidimensionalen Kurzschlussstruktur berichtet, die für NMR-Messungen und damit deutlich geringere Frequenzen im Bereich von z. B. 300 MHz verwendet wurde. In dem dort präsentierten Fall wird auf eine Miniaturisierung des Detektionsbereiches und damit einer Erhöhung der Sensitivität abgezielt. Der Aufbau ist jedoch für die *in situ* Anwendung und die im folgenden zu nutzenden Frequenzen im Bereich von 2 – 26 GHz so nicht anwendbar.

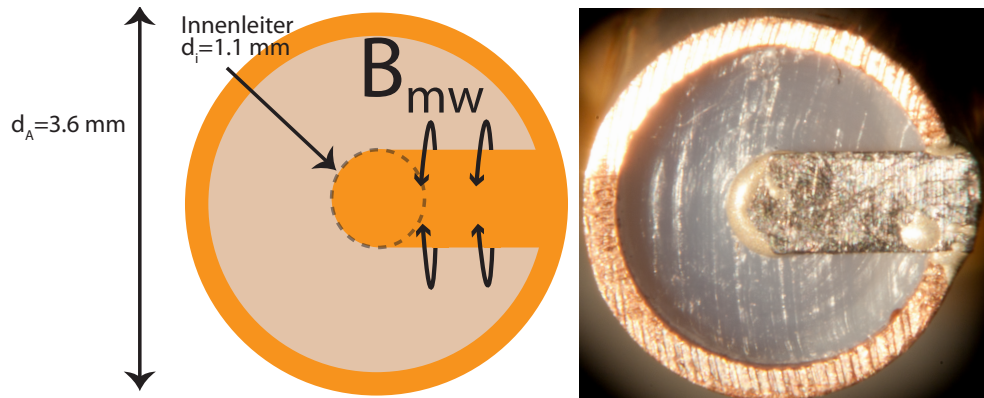
Für den in dieser Arbeit verwendeten Kurzschluss wird ein halbfestes (semi rigid), koaxiales Mikrowellenkabel des Typs BA 50141-821 der Firma Elspec verwendet. Dies ist ein Kupfermantelkabel mit versilberter Kupferseele und Teflondielektrikum. Im

<sup>1</sup>Z. B. eine nahtfreie Al-Bierdose oder alternativ eine Dose eines bekannten Energy-Drink Herstellers.

<sup>2</sup>Private Kommunikation Ralf Meckenstock; nicht fertiggestellte Diplomarbeit Klaus Harms, Ruhruniversität Bochum.



**Abbildung 4.16:** Eigenfrequenz eines Zylinderresonators mit den an den Achsen angegebenen Dimensionen. Die theoretisch mögliche Frequenz ist auf der z-Achse und als Farbe von violett (4.0GHz) nach rot (18.5GHz) angegeben. Experimentell erreichbar ist typischerweise eine Bandbreite von 1 GHz.



**Abbildung 4.17:** Schema und Photo eines typischen Kurzschlusses. Das Magnetfeld entsteht durch Ströme entlang des Kurzschlusses. Die breite Struktur ergibt eine homogenere Feldverteilung in der Papierebene.

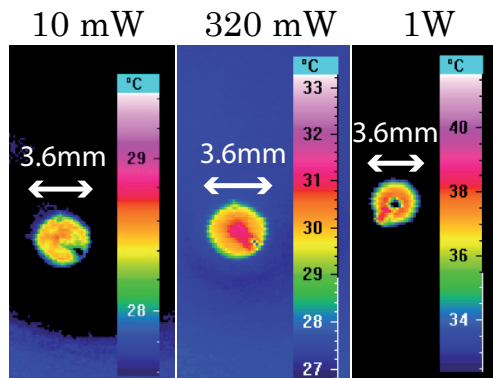
Gegensatz zu den meisten Standardkabeln sind hier keine ferro- oder paramagnetischen Materialien verwendet worden, so dass es sich besonders für Anwendungen in einem variablen Magnetfeld eignet. Bei Feldern bis zu 1 T würde es sonst zu einer feldabhängigen Verbiegung des Kabels kommen, welches einen ungewollten Untergrund erzeugt und den detektierten Probenbereich feldabhängig verändert. Zusätzlich wäre das Magnetfeld am Detektionsort durch Streufelder inhomogen.

Die Innen- und Außenleiter des koaxialen Kabels werden einseitig kurzgeschlossen, wie es in Abbildung 4.17 dargestellt ist und parallel zu den in dieser Arbeit durchgeführten Aufbauten auch von anderen veröffentlicht wurde [Ben10]. Zunächst wird das Kabel in eine Messingmatrix eingeklemmt und mit einem feinen Fräser glattgefräst. Daraufhin wird das Kabel mit einem Heißluftfön auf ca. 420 K geheizt, so dass das Dielektrikum durch thermische Ausdehnung herauskommt. Im noch heißen Zustand wird nun das überstehende Teflon mit einem Skalpell abgeschnitten. Das Dielektrikum zieht sich wieder zusammen und es entsteht ein kleiner Hohlraum am Ende des Kabels. Dies verhindert eine Beschädigung des Kurzschlusses beim Ausheizen. Das durch das Fräsen evtl. nach innen gedrückte Kupfer kann mit einem Skalpell unter dem Mikroskop entfernt werden.

Der Kurzschluss besteht aus einem 50 µm dicken, 99.9% reinen Tantalblech, welches vorher auf die Breite des Innenleiters von 1.1 mm mit Hilfe einer Schere geschnitten wird. Danach werden die Kurzschlüsse zwischen zwei Aluminiumplatten in einem Schraubstock geglättet. Die Breite des Kurzschlusses soll eine lateral homogene Feldverteilung verursachen. Zur Befestigung des Kurzschlusses am Koaxialkabel wurden Versuche mit Laserschweißen, Löten und die Befestigung mit verschiedenen elektrisch leitfähigen Klebstoffen durchgeführt. Als sehr praktikabel hat sich die Verwendung von Circuit Works<sup>TM</sup> Conductive Epoxy Zweikomponentenkleber erwiesen. Man erreicht so Widerstandswerte von  $3 \pm 2 \Omega$ . Da nur sehr wenig Kleber verwendet wird und der gesamte Kurzschluss im Vakuum ausgeheizt wird, erreicht die UHV-Kammer auch mit dem Kurzschluss einen Basisdruck von  $< 9 \cdot 10^{-11}$  mbar. Im Anschluss an die in Kapitel 4.3 präsentierten Messungen hat sich ein zwischen Aluminiumplatten zusammengedrückter Kupferdraht als noch besser erwiesen. Dieser wird mit Hilfe von Indium an das Koaxialkabel angelötet und erreicht Widerstandswerte  $< 0.4 \Omega$ .

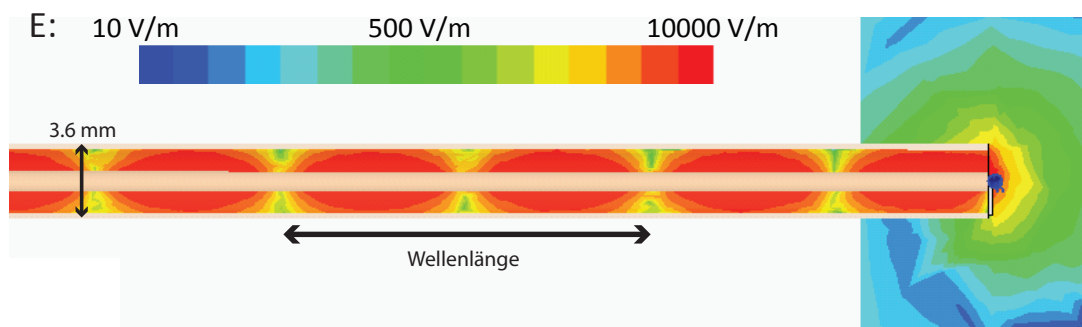
**Thermographie eines Kurzschlusses** Die geringen Widerstandswerte erlauben zum einen einen höheren Hochfrequenzstrom und damit ein höheres Hochfrequenzmagnetfeld. Zum anderen ist die Erwärmung durch die Mikrowelle geringer, was im Vakuum von Bedeutung ist, da die Wärme im Wesentlichen nur über das Kabel abgeführt werden kann. Um die Temperaturerhöhung zu überprüfen, wurden mit Hilfe einer Wärmebildkamera Bilder bei verschiedenen Mikrowellenleistungen an Luft aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Grafik 4.18 präsentiert. Diese Wärmebilder wurden bei einer Umgebungstemperatur von 298 K festgehalten und zeigen selbst bei einer Leistung von 1 W (FMR-Messungen werden bei 3 – 9 mW durchgeführt) an Luft eine Erwärmung von nur etwa 11 K. Ein Teil der Leistung wird im Dielektrikum dissipiert, aber das meiste wird am Kurzschluss selbst in Feld und Wärme umgesetzt (siehe Abbildung 4.18). Diese Aufnahmen wurden bei den ersten Versuchen mit Gold-Kurzschlüssen mit ca. 4 Ω Widerstand durchgeführt.





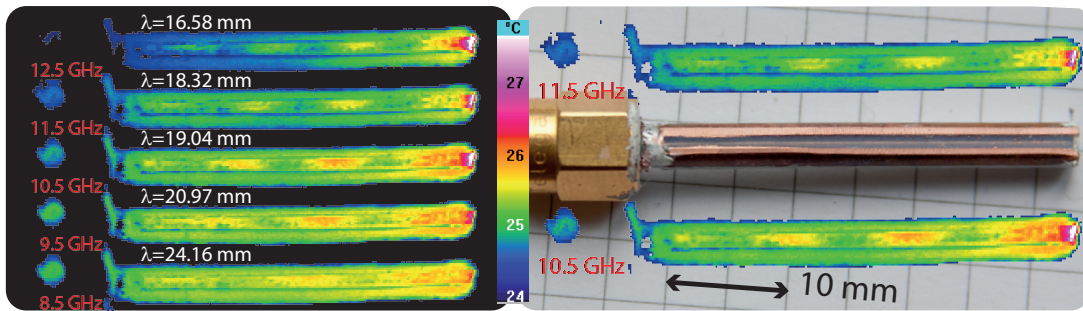
**Abbildung 4.18:** Dargestellt sind Wärmebildaufnahmen der im thermischen Gleichgewicht befindlichen Kurzschlüsse bei drei Mikrowellenleistungen. Die maximale Erwärmung am Kurzschluss beträgt 11 K. In der rechten Abbildung für 1 W sieht man einen grünen Ring. Dies ist der Innenbereich des nicht erkennbaren Außenleiters. Der orange Bereich ist erwärmtes Dielektrikum, während der rot dargestellte Kurzschluss deutlich nach links unten zeigend erkennbar ist.

**Simulationen und Thermographie der Mikrowellenverteilung im Kabel** Mit Hilfe der Software HFSS V.11 von Ansoft<sup>TM</sup> wurden Simulationen zur Verteilung der Mikrowellenfelder am Kurzschluss durchgeführt. Die Simulationen wurden bei 1 W Mikrowellenleistung und einer Frequenz von 12 GHz durchgeführt. Zunächst konnte gezeigt werden, dass die Wellenlänge der stehenden Welle (abgelesen von einem zum übernächsten Knotenpunkt) im Kabel für 12 GHz mit  $17.3 \pm 0.1$  mm deutlich größer als die Kurzschlusslänge von 1.2 mm ist. Im Aufbau wird somit ein Nahfeldeffekt ausgenutzt. Aus Frequenz und Wellenlänge errechnet sich  $\epsilon = 2.1$ , was mit den Simulationsparametern übereinstimmt. Die stehende Welle ist in Abbildung 4.19 zu sehen. Es ist ein Schnitt durch den Koaxialleiter; dabei gibt die Farbcodierung die elektrische Feldstärke senkrecht zur Papierebene an.



**Abbildung 4.19:** Simulation der Amplitude des gesamten elektrischen Feldes in einem Mikrowellenkabel bei 1 W und 12 GHz. Anhand der grünen Knotenpunkte kann man die Wellenlänge im Dielektrikum ablesen. Die Wellenlänge ist hier deutlich größer als die Ausmaße des Kurzschlusses rechts im Bild und man erhält einen Nahfeldeffekt. Der Durchmesser des Kabels beträgt 3.6 mm und die Wellenlänge ergibt sich zu  $17.3 \pm 0.1$  mm.

Um diese theoretischen Berechnungen der stehenden Welle zu bestätigen, wurden weitere thermische Aufnahmen durchgeführt. Die stehende Welle sollte nur lokal das Dielektrikum aufwärmen und Wärme an das Kupfer abgeben. Da die Wärmeleitfähigkeit des Kupfers jedoch sehr hoch ist, ist nur eine stetige Erwärmung mit einem Maximum am Kurzschluss sichtbar. Deswegen wurde ein Mikrowellenkabel mit Kurzschluss zunächst so weit auf der gegenüberliegenden Seite des Kurzschlusses heruntergefräst, bis das Dielektrikum gleichmäßig zu sehen war. Dann wurde mit einem 1 mm Fräser eine 0.1 – 0.2 mm tiefe Nut in das Kabel eingefügt und der ganze abzubildende Bereich mit Tipp-Ex<sup>®</sup> benetzt. Dies hat im Infraroten eine relative Emissionskonstante von 1 und erleichtert die Abbildung insbesondere bei der Kombination verschieden emittierender Materialien wie hier Kupfer und Teflon. Es wurde nun in unter einer Sekunde die Mikrowellenleistung auf 20 W bei 8.5 – 12.5 GHz erhöht. Noch ehe das thermische Gleichgewicht erreicht war, wurden dann die Aufnahmen durchgeführt, wie sie in Abbildung 4.20 gezeigt sind. Dort sieht man die stehenden Wellen in Form von gelb-roten lokalen Maxima und ein absolutes Maximum am Kurzschluss, wo die meiste Energie umgesetzt wird. Beim schlagartigen Abschalten der Mikrowellenleistung stellt sich innerhalb zwei Sekunden eine stetige Wärmeverteilung ein (hier nicht aufgeführt). Die stehenden Wellen sind ebenfalls nicht sichtbar, wenn das Kabel mit eingeschalteter Mikrowellenleistung im thermischen Gleichgewicht ist. Die Temperaturskala stimmt mit Messungen durch ein Thermoelement an einer ausgewählten Stelle überein. Es ist also eindeutig nachgewiesen, dass trotz der massiven Störung durch das Auffräsen des Kabels immer noch eine stehende elektromagnetische Welle erzeugt wird und somit ein definierter Zustand zur Detektion der FMR gegeben ist.



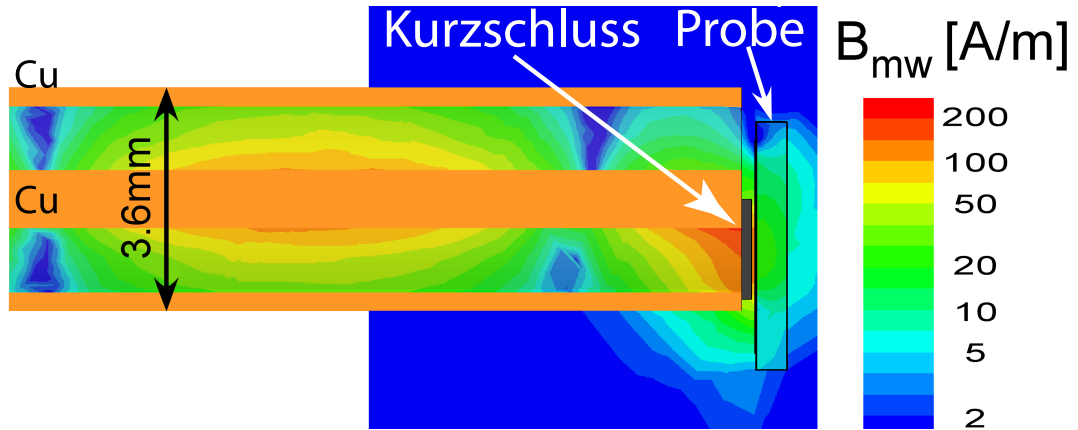
**Abbildung 4.20:** Modifikation des Kurzschlusskabels zum Nachweis stehender elektromagnetischer Wellen im Mikrowellenkabel. Photo: Der Außenleiter des Koaxialkabels wird mit einer 1 mm Nut versehen, durch die die Temperatur des Teflons bestimmt werden kann. Hier nicht zu sehen ist, dass die gesamte abgebildete Fläche mit Tipp-Ex<sup>®</sup> benetzt wurde, um eine konstante Emissivität zu erreichen. Im linken Bildbereich sind die originalen Temperaturbilder eingefügt, deren Farbcodierung sich rechts davon befindet. Ausschnitte aus den Messungen sind neben das Photo gelegt, aus denen die Wellenlänge bestimmt wurde.



Geometrisch wurde die Wellenlänge der stehenden Welle im Kabel bestimmt. Hierzu betrachtet man den Abstand zwischen zwei benachbarten Knotenpunkten. Aus der doppelten Strecke ergibt sich dann die Wellenlänge, da im thermischen Bild die Richtung des elektrischen Feldes keine Rolle spielt und ein Bauch nur eine halbe Wellenlänge darstellt. Mit Hilfe von

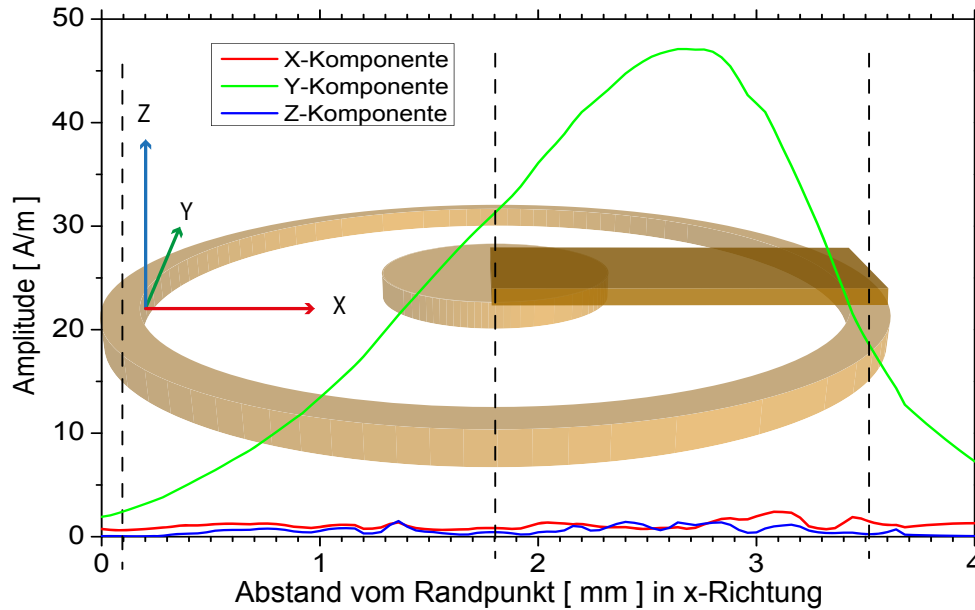
$$f = \frac{n \cdot c_0}{\lambda} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \cdot \lambda} \Rightarrow \epsilon_r = \left( \frac{c_0}{f \cdot \lambda} \right)^2 \text{ mit } \mu_r = 1 \quad (4.2)$$

ergibt sich eine Dielektrizitätskonstante von gemittelt  $\epsilon = 2.14 \pm 0.1$ , was einer Abweichung von 2% von den Simulationen mit  $\epsilon = 2.1$  (als Vorgabe in die Simulation eingegeben sowie auch nachträglich durch Ablesen bestätigt) entspricht. Durch die geringe Variation ist in diesen Fällen gezeigt, dass die gleiche Grundmode angeregt wird und kein Modensprung vorhanden ist.



**Abbildung 4.21:** Hier ist die Verteilung des Betrages des Magnetfeldes am Kurzschluss simuliert. In der Simulation wurden das Mikrowellenkabel, der Kurzschluss und eine realistische Probe betrachtet. Zwar ist links vom Kurzschluss die Feldstärke am größten, jedoch ist sie außerhalb des Kabels homogener.

Stehende Wellen sind für eine homogene Anregung zwingend erforderlich, jedoch ist die Mikrowellenverteilung am Probenort von großer Bedeutung. Deswegen ist in Abbildung 4.21 ein kleinerer Ausschnitt im Bereich der Probe gezeigt. Diese Simulation wurde mit realistischen Leitfähigkeitswerten von  $1 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$  [Kit02] für die Probe durchgeführt, die Suszeptibilität des Eisenfilms in Resonanz wurden jedoch vernachlässigt. Es zeigt sich, dass im Bereich über dem Kurzschluss eine homogene Amplitude des magnetischen Anteils der Mikrowelle zu finden ist. Dies ist z. B. daran zu erkennen, dass im Bereich der Probe und über dem Kurzschluss die Amplitude homogen grün, also im Bereich von 20 A/m (bei 1 W Mikrowellenleistung), ist. Zwar ist unterhalb des

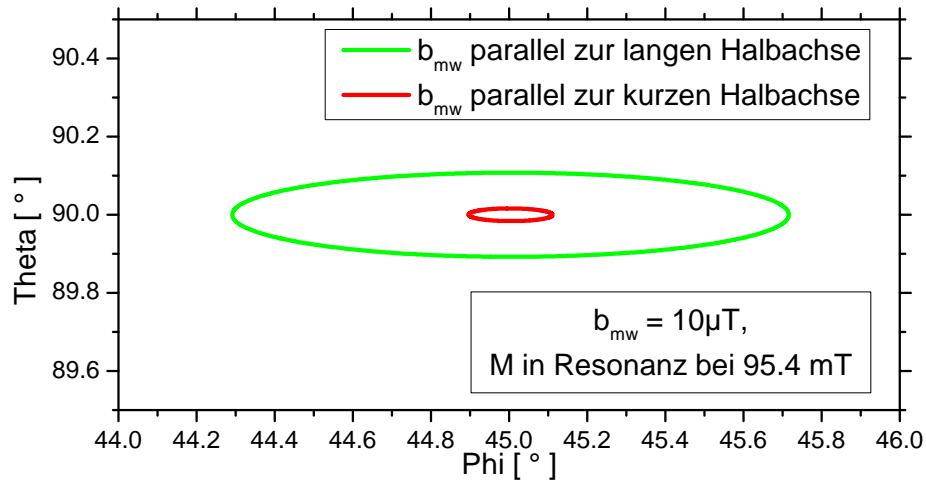


**Abbildung 4.22:** Gezeigt sind die Komponenten des Magnetfeldes mittig in  $100\ \mu\text{m}$  Höhe über dem Kurzschluss in Abhängigkeit vom Ort entlang des Durchmessers (so wie im Hintergrund skizziert) ohne Probe. Dominierend ist die y-Komponente, die parallel zur Kurzschlussoberfläche und senkrecht zur Kurzschlussrichtung zeigt. Sie zeigt deutlich, dass an dieser Stelle ein Knotenpunkt im E-Feld und ein Maximum im B-Feld zu finden ist.

Kurzschlusses - also im Kabel - die Amplitude größer, jedoch ist die Feldverteilung dort nicht lateral homogen.

Um das Verhalten in Grafik 4.21 noch mehr zu verdeutlichen, wurde in der Darstellung 4.22 der komponentenweise Betrag der Amplitude des magnetischen Feldes in A/m aufgetragen. Auf der Abszisse ist der radiale Abstand vom Rand entlang des Querschnittes über dem Mikrowellenkurzschluss aufgetragen, so wie es in der Grafik im Hintergrund dargestellt ist. Auch wenn das Feld vom Betrag her nicht großflächig konstant ist, so ist es jedoch auf den Skalen der bei den betrachteten Proben dominierenden Austauschwechselwirkung homogen, und es ist stets ein Maximum und kein Knotenpunkt an der Detektions- und Anregungsstelle.

Bei strukturierten Proben spielen die langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkungen eine verstärkte Rolle und eine inhomogene Anregung über die Probe, wie es in Abbildung 4.21 gezeigt ist, könnte Einfluss auf die FMR-Messung haben. Die Reichweite der Dipol-Dipol-Wechselwirkung nimmt jedoch mit der dritten Potenz des Abstandes ab und führt nur bei lateral im Mikrometerbereich strukturierten Proben zu nennenswerten Beiträgen. Über diese Dimensionen betrachtet ändert sich das Anregungsfeld jedoch weniger als 2%. Insgesamt kann davon ausgegangen werden, dass der Randbereich klein



**Abbildung 4.23:** Präzessionsbewegung der Magnetisierung bei Anlegen eines Hochfrequenzfeldes parallel oder senkrecht zur langen Halbachse. Die Auslenkung und die damit einhergehende dissipierte Leistung ist deutlich kleiner, so dass etwaige Signale vom Randbereich des Kurzschlusses eine untergeordnete Rolle spielen.

im Vergleich zum homogen angeregten Bereich ist. Auch wenn man im Allgemeinen in einem Resonator von einem homogen angeregten Film (uniforme Mode) spricht, so ist in der Realität davon auszugehen, dass z. B. thermisch angeregte Magnonen die uniforme Mode überlagern. Verschiedene Anregungsmoden untereinander wechselwirken nur im Bereich von Mikrometern [vG93]. Die Phasenkohärenz der Gesamtanregung der Probe wird durch die natürlichen, wachstumsbedingten Störstellen zerstört werden. Eine uniforme Mode über einen Probenbereich von mehreren Millimetern ist demnach mehr ein Gedankenexperiment als die Realität. Das heisst, dass die vorhandene Inhomogenität des Hochfrequenzfeldes einer Messung der uniformen Mode nicht widerspricht. Solange es einen überwiegenden Bereich gibt, der mit gleicher Feldrichtung angeregt wird, werden die anderen Bereiche höchstens zu einer Verzerrung der eigentlichen Resonanzlinie, aber nicht zu einer Verschiebung derselben führen. Prinzipiell ergeben die Randbereiche jedoch nur eine andere Signalamplitude und sollten das Absorptionsspektrum damit weder in der Form noch in der Linienlage beeinflussen.

In Grafik 4.23 ist dargestellt, dass die Anregung, das heisst der Präzessionswinkel  $\theta$  in einem dünnen Film von der Richtung des Hochfrequenzfeldes abhängt. Die Bahnbewegung wurde mit Hilfe des in [Möl10] vorgestellten Programmes simuliert (mit  $M = 1680 \text{ A/m}$ ,  $K_1 = 46000 \text{ J/m}^3$ ,  $K_{2\parallel} = 5720 \text{ J/m}^3$ ,  $f = 9.2 \text{ GHz}$ ,  $d = 20 \text{ nm}$ ). Die ellipsenförmige Magnetisierungsbewegung wird von der Formanisotropie erzeugt, welche die Magnetisierung in die Filmebene zwingt. Die Auslenkungen der beiden Polarwinkel zeigen im Vergleich der Anregung parallel und senkrecht zur langen Halbachse eine

nur ein siebtel so große Auslenkung. Die damit einhergehende dissipierte Leistung ist, genau wie das für diese Komponente des Hochfrequenzfeldes entstehende Messsignal, überproportional kleiner [Gui07] und wirkt sich daher nur minimal auf das Gesamtsignal der FMR aus. Die Linienform selbst unterscheidet sich für  $b_{mw}$  parallel / senkrecht zur langen Halbachse nicht<sup>3</sup>.

**Vergleich zwischen Resonator und Kurzschluss** Im Resonator können über einen Bereich von wenigen Zentimetern homogene Hochfrequenzmagnetfelder erzeugt werden. Bei Proben mit diesen Ausmaßen würde der Resonator jedoch kaum noch abstimmbar sein. Im Gegensatz dazu ist der homogene Bereich beim Kurzschluss deutlich kleiner. Solange die Wechselwirkungslängen jedoch klein im Vergleich zu den Inhomogenitäten des Feldes sind, ist der Kurzschluss eine gute alternative Messmethode. Dies wird später bei weiteren Ergebnissen in Abschnitt 4.4 dargestellt. Die Bandbreite des Kurzschlusses mit 1.5 – 26.5 GHz ist im deutlichen Vorteil gegenüber durchstimbaren Resonatoren mit maximal 1 GHz Frequenzvariation.

Die Empfindlichkeit eines Resonators mit Referenzarmmessung ist in etwa einen Faktor 100000 empfindlicher als die Kurzschluss technik ohne Referenzarm. Dennoch reicht die Empfindlichkeit aus, um epitaktische, ferromagnetische Filme gut messen zu können. In Kapitel 4.4.4 werden Messungen mit Referenzarm gezeigt, welcher die Empfindlichkeit der Kurzschluss technik um drei Größenordnungen steigert.

#### 4.1.4.3 Multifrequenzaufbau

In diesem Abschnitt wird der apparative Anteil zur Messung der FMR beschrieben, während Details zur eigentlichen Messsonde sich im vorangegangenen Kapitel 4.1.4.2 befinden. Skizze 4.24 stellt den schematischen Aufbau dar. Zwischen den Polschuhen (A) eines Magneten befindet sich ein Glasadapter, in dessen Mitte sich die Messsonde befindet. Der Glasadapter erlaubt das Einprägen eines magnetischen Modulationsfeldes im Bereich von 10 – 100 kHz, wie experimentell nachgewiesen wurde. Von unten kommend wird die Mikrowellenleistung an die Probe (C) gebracht. Diese Leistung wird durch eine Mikrowellendurchführung, die für den Frequenzbereich von 1 – 20 GHz spezifiziert ist, ins Vakuum gebracht. Es zeigte sich jedoch im Experiment, dass auch bis 26 GHz mit Einschränkung (nur Linienlage, aber nicht die Form ist auswertbar) gemessen werden kann. Die eigentliche Detektion wird über die reflektierte Mikrowellenleistung durchgeführt, welche in Resonanz - wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben - verringert wird. Hierzu wird ein Zirkulator (E) verwendet, der die Mikrowellenleistung nur in bestimmte Richtungen der drei vorhandenen Anschlüsse weiterleitet. Am Eingang wird die Mikrowelle vom Synthesizer zum UHV-Bauteil und Kurzschluss (D) weitergeleitet. Die hier reflektierte Leistung wird am Zirkulator nicht zurück zum Synthesizer, sondern

---

<sup>3</sup>Private Kommunikation J. Lindner 2011



**Zirkulator und Zirkulatorumschalter** Ein Zirkulator besteht in einem einfachen Fall aus drei geometrisch um  $120^\circ$  versetzten Leitungen mit den dazugehörigen Toren<sup>4</sup> 1, 2 und 3. Mikrowellenleistung wird ausschließlich von

$$1 \rightarrow 2 \quad (P_{MW}), \quad 2 \rightarrow 3 \quad (P'_{MW}) \text{ bzw. } 3 \rightarrow 1 \quad (P''_{MW})$$

weitergeleitet [siehe Abbildung 4.25(III)]. Dies wird im Wesentlichen durch die Anwesenheit eines Ferrits im Zirkulator verursacht, welcher für eine elektromagnetische Welle, analog zur Optik im sichtbaren Wellenlängenbereich, doppelbrechend wirkt. Mit einer geringen elektrischen Leitfähigkeit von  $10^6 - 10^8 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  eignet er sich hervorragend für nicht-reziproke Bauteile<sup>5</sup>, da Wirbelstromverluste minimiert werden können. Durch die von einem äußeren Permanentmagneten erzeugte Magnetisierung des Ferrits besitzen<sup>6</sup> die links(-)- und rechtszirkularpolarisierten(+) Komponenten unterschiedliche Wellenlängen  $\lambda$  nach:

$$\lambda_{\pm} = \frac{c_0}{f \cdot \sqrt{\mu_{\pm}}}; \quad c_0 = \text{Vakuumlichtgeschwindigkeit} \quad \mu = \text{Permeabilität}$$

Jede Welle kann als Linearkombination von rechts- und linkszirkular polarisierten Wellen betrachtet werden. Es ergibt sich somit auch für Transversalwellen (gleiche Frequenz und Amplitude sowie konstante Phasenbeziehung der rechts- und linkszirkularen Teilwellen) ein nicht reziprokes Verhalten, welches sich z. B. im Faraday-Effekt relativ anschaulich [Hog53] zeigt<sup>7</sup>. Im vorliegenden Fall ist der maßgebende Unterschied, dass die Magnetisierung *entweder* durch rechts- *oder* linkszirkular polarisierte elektromagnetische Wellen zur Präzession angeregt werden kann.

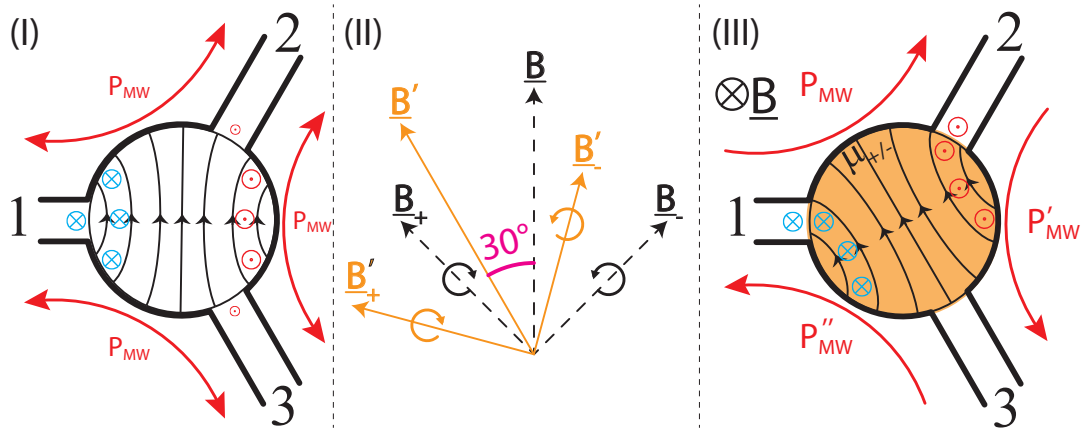
Zum genaueren Verständnis gemäß [Ins11] wird zunächst ein Zirkulator mit netto nicht magnetisiertem Ferrit betrachtet (z. B. durch Entfernen des Permanentmagneten). Wie in Abbildung 4.25(I) gezeigt, wird im Zirkulator eine stehende Welle angeregt, genau wie in einem konventionellen Resonator. Diese ist symmetrisch zum Eingangstor 1 und resultiert in eine gleichmäßige Aufteilung des E-Feldes an Tor 2 und 3. Die schwarzen Linien geben die magnetischen Flusslinien an, rote und blaue Symbole stellen die elektrischen Felder senkrecht zur Papierebene dar. Das Kreuz bedeutet „in die Papierebene hinein“ und der Punkt „aus ihr heraus“. Die dort gezeigte Transversalwelle wird in Abbildung 4.25(II) mit den schwarzen Vektoren in zwei Komponenten aus rechts- und linkszirkularen Wellen zerlegt.

<sup>4</sup>Übergang von Leitung zum Zirkulator, an dem Mikrowellenleistung herein- oder herausgelassen wird.

<sup>5</sup>Bauteile, die bei Umkehrung der Betrachtungsrichtung ein unterschiedliches / nicht umgekehrtes Verhalten zeigen. Eine Diode besitzt z. B. ein nicht-reziprokes Verhalten bezüglich der Strom-Spannungskennlinie.

<sup>6</sup>Bei Vernachlässigung der Dielektrizitätszahl.

<sup>7</sup>Die Polarisationsrichtung wird, unabhängig von der Propagationsrichtung, immer mit dem gleichen Drehsinn verkippt.



**Abbildung 4.25:** Schema eines Mikrowellenzirkulators. Im Innern eines Mikrowellenleiters befindet sich ein Ferrit, welcher unterschiedliche Suszeptibilitäten für links- bzw. rechtszirkular polarisierte elektromagnetische Wellen aufweist, also doppelbrechend ist. Es kommt zu einer Drehung der Resonanzmode um  $30^\circ$  und die für den Zirkulator typische Eigenschaft, Leistung nur zu einem - in diesem Beispiel im Uhrzeigersinn - nächstgelegenen Tor weiterzuleiten.

Nun wird der Fall mit magnetisiertem Ferrit anschaulich betrachtet: Durch die unterschiedlichen Permeabilitäten  $\mu_{\pm}$  erhält man für die verschiedenen Helizitäten  $\pm$  unterschiedliche Eigenfrequenzen  $f_{\pm}$  des Zirkulators. Weit unter- und oberhalb jeglicher Art von Resonanzfrequenzen bei  $f_{res}$  ist typischerweise eine Phasendrehung von  $180^\circ$  zu beobachten. Es werden die beiden Resonanzfrequenzen der unterschiedlichen Helizitäten so eingestellt, dass es eine ausgezeichnete Frequenz  $f_0$  mit einer Phasenverschiebung von  $\pm 30^\circ$  für  $f_{\pm}$  relativ zu  $f_0$  existiert<sup>8</sup>. Ein Nacheilen der linkszirkular ( $-30^\circ$ ) und ein gleichzeitiges Voreilen der rechtszirkular ( $+30^\circ$ ) polarisierten Welle resultiert, durch den unterschiedlichen Drehsinn, zu einer Drehung der hochfrequenten Magnetfeldrichtung um insgesamt  $30^\circ$ . Dies ist in Abbildung 4.25(II) mit orangefarbenen Vektoren gezeigt. So erhält man an Tor 2 ein elektrisches Feld, aber einen Knotenpunkt des Feldes an Tor 3 (Vgl. Abbildung 4.25 (III)). Es wird also nur Mikrowellenleistung von  $1 \rightarrow 2$ , aber nicht von  $1 \rightarrow 3$  transferiert. Eine ausführliche mathematische Beschreibung des Zirkulators findet sich in [Ins11] und [Hel08].

Abschließend sei noch erwähnt, dass nicht der ganze Zirkulator mit Ferrit ausgefüllt sein muss, sondern dass es reicht, wenn die magnetischen Eigenschaften so gewählt sind, dass es effektiv zu einer Phasendrehung von  $30^\circ$  kommt. In Hohlleitertechnik werden z. B. häufig nur kleine Teilbereiche mit Ferrit ausgefüllt, wodurch die Dämpfung minimiert wird.

<sup>8</sup>Je nach Frequenzabhängigkeit der beiden Dispersionszweige kann es einen großen Frequenzbereich geben, welcher diese Bedingung erfüllt. Vgl. Tabelle 4.1.



Die Permeabilität  $\mu_{\pm}$  hängt von den magnetischen Eigenschaften des Ferrits ab, welches mit Hilfe von Permanentmagneten angepasst werden kann und somit die verschiedenen Frequenzbänder bereitstellt. In Tabelle 4.1 sind typische Spezifikationen von Ferritzirkulatoren gezeigt. Übliche Bandbreiten liegen im Bereich von 2 – 8 GHz und decken somit nicht den gewünschten Mikrowellenbereich von mindestens 2 – 26 GHz in einem ab. Der Zirkulator muss also für die verschiedenen Frequenzbereiche

Frequenzbereich [GHz]	Modell	Isolation [dB] Min	Einfügedämpfung [dB] Max
1.0 – 2.0	D3C0102	18	0.50
2.0 – 4.0	D3C2040	18	0.50
4.0 – 8.0	D3C4080	20	0.40
6.0 – 12.4	D3C6012	17	0.60
12.0 – 18.0	D3C1218	20	0.50
18.0 – 26.5	D3C1826	18	0.80
20.0 – 30.0	D3C2030	18	0.70

**Tabelle 4.1:** Typische Spezifikationen von Zirkulatoren nach [DiT11].

ausgetauscht werden. Da jeder Frequenzbereich mehrere Stunden Messzeit benötigt und außer dem Austausch nichts geändert werden muss, wird im Folgenden ein für diese Arbeit angefertigter Umschalter präsentiert (Abbildung 4.26). Drei Hewlett Packard<sup>TM</sup> 8769K Sechsfachumschalter werden zur Koordinierung der Einkopplung der Mikrowellenleistung, Leitung zur Sonde und Leitung zur Mikrowellendiode benötigt. Diese Umschalter sind mit bistabilen Relais ausgestattet, die ohne störenden Dauerstrom an Schaltspulen definierte Zustände möglich machen. Diese Relais werden mit Hilfe des Parallelports des Messcomputers angesteuert. Mit Labview<sup>®</sup> lassen sich dadurch mit sehr einfachen Mitteln acht digitale Kanäle steuern. Für den nötigen Relais-Schaltstrom wurde eine Transistorplatine angefertigt, so dass sich alle drei Umschalter parallel ansteuern lassen. Die für die Spulen benötigten 5 V und für die Transistorenplatine benötigten 12 V werden über ein Schaltnetzteil bereitgestellt.

Bei der Beschaltung der Zirkulatoren (in diesem Fall wurden D3C2040, D3C4080, D3C6012, D3C1218, und D3C1826 verwendet) wurde darauf geachtet, dass die verlustreicheren Mikrowellenpakete der hohen Frequenzen den kürzeren Weg zurücklegen und weniger Kontaktstellen im Umschalter passieren müssen. Die Verbindungskabel zwischen den Zirkulatoren und Umschaltern werden aus halbfestem, nicht ferromagnetischem Mikrowellenkabel maßgeschneidert, so dass nur geringe Verluste auftreten. Insgesamt sind alle Mikrowellenleitungen so kurz wie möglich gehalten, damit eine möglichst geringe absolute Dämpfung auftritt. Entsprechend nah wird auch der Umschalter am Magneten positioniert, weswegen die Verwendung von nicht-ferromagnetischen Kabeln notwendig ist.



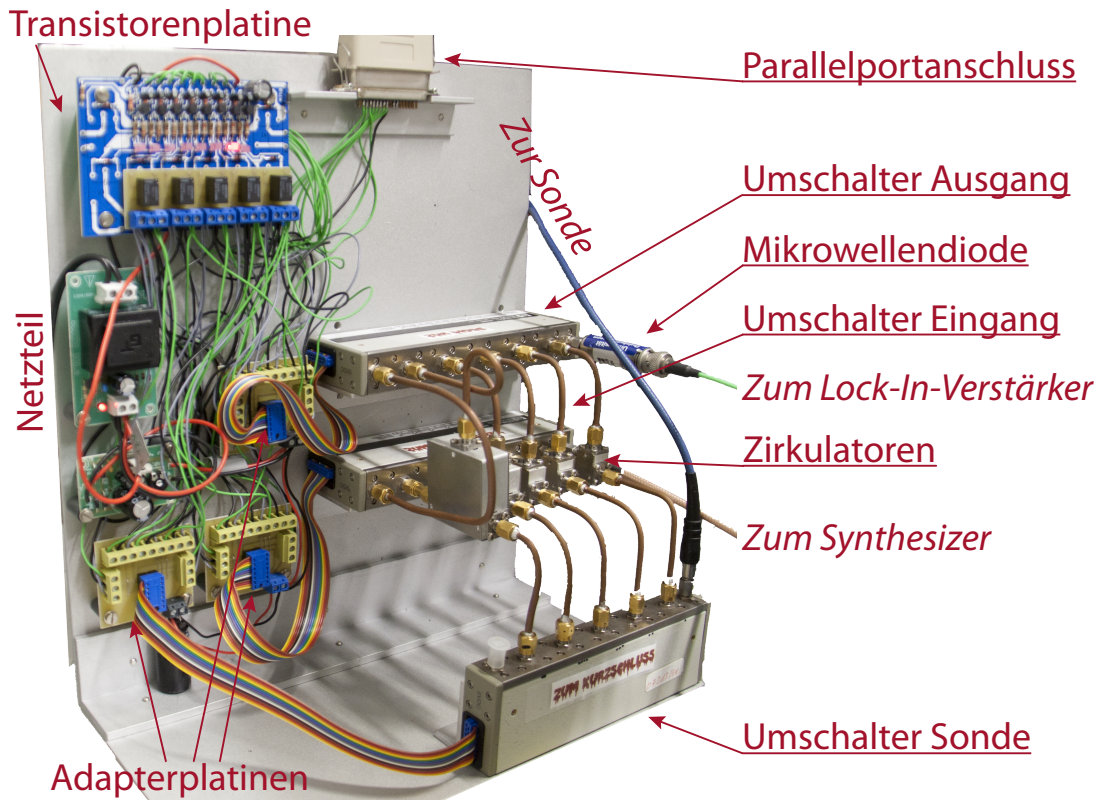
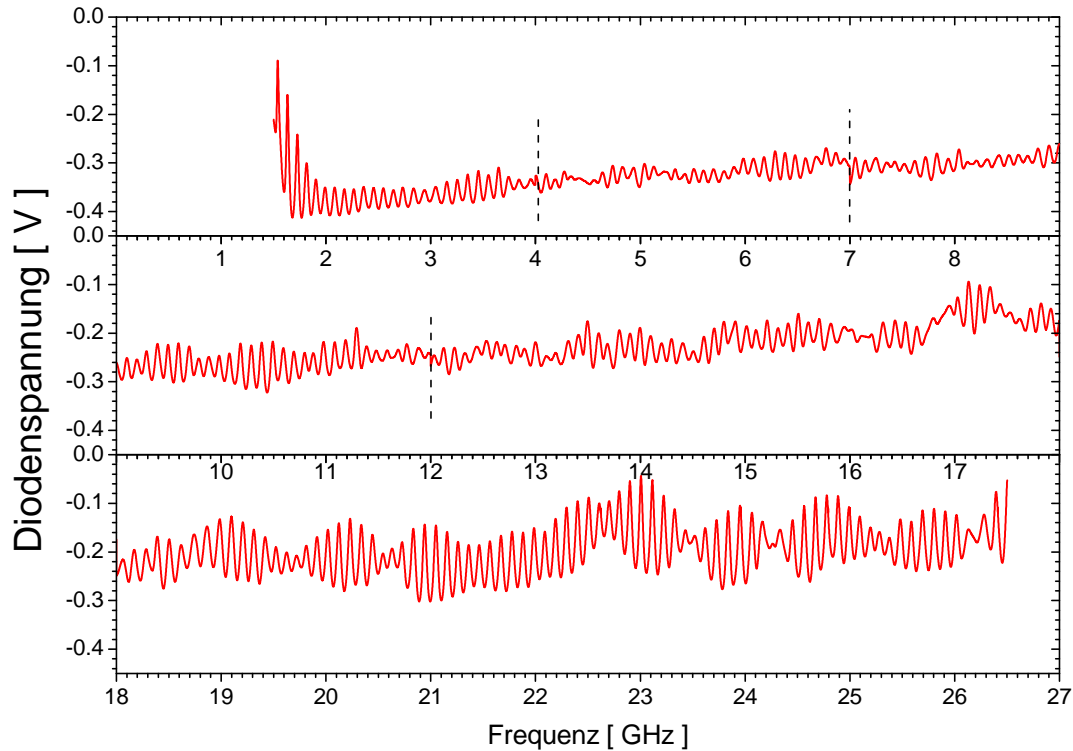


Abbildung 4.26: Aufbau des Zirkulatoren-umschalters; siehe Text.

**Bestimmung möglicher Messfrequenzen** Die Anpassung des gesamten Mikrowellen-aufbaus ist, wie bei jeder ac-Messung, frequenzabhängig. Obwohl, wie in Abbildung 4.19 gezeigt, stets stehende Wellen zu beobachten sind, gibt es doch ausgezeichnete Frequenzen, bei denen besser definierte Zustände erreicht werden. In Grafik 4.27 ist die reflektierte Mikrowellenleistung über der Frequenz aufgetragen. Mehr Mikrowellenleistung bedeutet größere negative Diodenspannungen. Man sieht eine Periodizität von ca. 150 MHz, bei der lokale Minima und Maxima<sup>9</sup> der reflektierten Leistung auftreten. Bei minimaler Reflexion sollte die Anpassung der Mikrowelle an den Kurzschluss besser sein als bei maximaler, da mehr Leistung im Kurzschluss verbraucht wird, also weniger reflektiert wird. Es zeigte sich jedoch, dass die hier zu sehenden stehenden Wellen im Wesentlichen mehr durch den Gesamtaufbau (Zirkulatoren, Kabel, Umschalter etc.) als durch den Kurzschluss selbst definiert sind. Daraus folgt, dass es im Prinzip möglich ist, bei jeder beliebigen Frequenz FMR-Messungen durchzuführen.

<sup>9</sup>Mit Minimum (Maximum) wird hier das betragsmäßige Maximum (Minimum) bezeichnet, da die Mikrowellenleistung der zu messende Wert ist und nicht die vorzeichenbehaftete Diodenspannung.



**Abbildung 4.27:** Reflektierte Mikrowellenleistung in Abhängigkeit von der Frequenz im realen Experiment. Bei den gestrichelten Linien und bei 18 GHz wurden jeweils die Zirkulatoren umgeschaltet.

Dennoch werden stabilere Zustände gleichermaßen in lokalen Minima und Maxima erreicht. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist bei den lokalen Maxima jedoch etwas besser. Bei *in situ* Messungen verzerrt sich, bei Frequenzen oberhalb der Spezifikation der Mikrowellendurchführung, das FMR-Signal. Offensichtlich sind in dem Fall die Reflexionen durch die Durchführung dominiert und nicht durch den Kurzschluss oder den restlichen Aufbau. Es kommt zu Phasenverschiebungs- / Interferenzeffekten wie es im Kapitel 4.4.4 beschrieben wird.

Es wurde ein Programm („Find Dips Umschalter“) geschrieben, welches unter Beachtung des passenden Zirkulators die Mikrowellenfrequenz einstellt und die dazugehörige Diodenspannung misst. Diese Wertepaare werden in eine Datei gespeichert und an das Programm „Find Local Minimum“ übergeben. Dieses sucht je nach Einstellung die lokalen Minima oder Maxima heraus und schreibt diese ebenfalls in eine Tabelle. Diese wird an das Programm „Find DB“ weitergegeben, welches zu jeder Frequenz die Mikrowellenleistung so lange variiert, bis eine vorgegebene Diodenspannung erreicht ist.

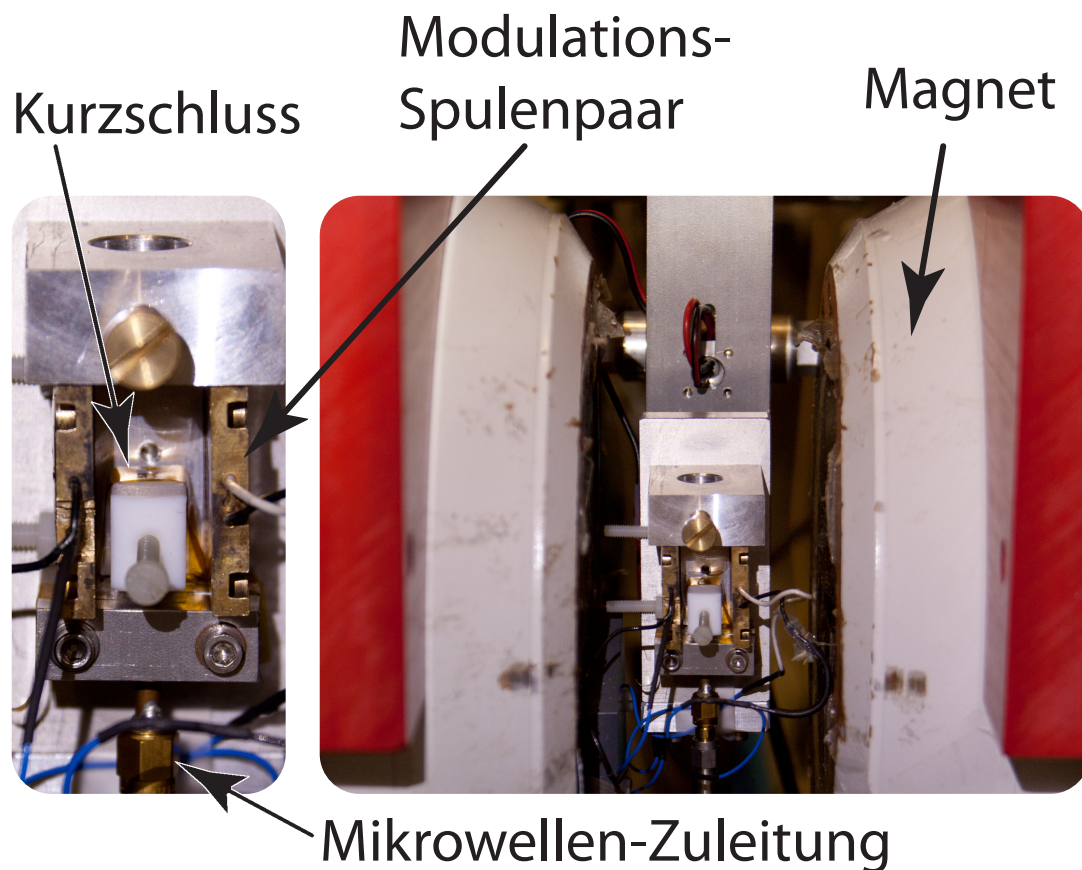
Somit kann für jede Frequenz die maximale Sensitivität gewonnen werden, indem die Mikrowellendiode in den optimalen Arbeitsbereich gebracht wird. Es hat sich gezeigt, dass die Signalform unabhängig von der hierdurch entstandenen Variation der Mikrowellenleistung ist. Diese vorbereitenden Messungen dauern in der Regel zwei Stunden, laufen aber voll automatisiert ab. Zur eigentlichen Messung muss anschließend die Diodenspannung vom Multimeter auf den Lock-In-Verstärker umgeleitet werden.

**Frequenzsteuerung** Das bereits in Abbildung 4.3 gezeigte Programm wird neben der allgemeinen Protokollierung auch zur Steuerung der Multifrequenzmessungen verwendet. Die verwendete Bruker FMR-Anlage kann keine Steuerung eines Mikrowellensynthesizers übernehmen, und der Messcomputer besitzt keine GPIB-Schnittstelle. Aus diesem Grund wurde die FMR-Anlage so eingerichtet, dass mit einer Pause von wenigen Sekunden eine Anzahl von z. B. 150 Einzelspektrummessungen durchgeführt wird. Der Computer der UHV-Anlage ist mit einem Keithley<sup>TM</sup> Multimeter über eine GPIB-Karte verbunden und kann auch die Steuerung des Mikrowellensynthesizers übernehmen. Jedoch fehlt die Information, wann ein Umschalten der Frequenz durchgeführt werden soll. Dazu wurde eine Photodiode vor eine Leuchtdiode geklebt, welche an der Bruker<sup>TM</sup> Apparatur anzeigt, ob zur Zeit ein Spektrum aufgenommen wird oder nicht. Solange ein Spektrum aufgenommen wird, leuchtet die Diode. Beim Zurücksetzen des externen Feldes geht diese aus und der Computer schaltet die Frequenz auf den nächsten Wert aus der Tabelle, wie sie durch das Programm „Find DB“ bestimmt wurde. Der Bruker<sup>TM</sup>-Messrechner wird so programmiert, dass er stets eine Messung mehr durchführt als Datenpunkte in der Frequenztafel zu finden sind. Bei der letzten Messung, zu der keine Frequenz angegeben ist, schaltet der UHV-Kammer-Computer die Mikrowellenleistung aus. Das Spektrometer misst dennoch ein Spektrum, welches eine Nulllinie zeigen sollte und damit als Bestätigung für den korrekten Ablauf der frequenzabhängigen Messung dient. Somit ist sichergestellt, dass nicht zufällig eine Frequenzumschaltung ausgelassen wurde und es so in der späteren Auswertung zu einer falschen Frequenzangabe kommt, welches sonst durch die erst später erfolgende Zuordnung der Frequenzen geschehen könnte.

**Ex situ Modifikation** Für *ex situ* Messungen, wie sie z. B. in Kapitel 4.4.1.3 und [Bar11] gezeigt sind, wird derselbe Aufbau wie für *in situ* Messungen verwendet. Die UHV-Durchführung wird weggelassen und ein weiterer Kurzschluss wird in eine dafür angepasste Halterung montiert. Eine massive Aluminiumschiene wird in zwei Kunststoffplatten eingehängt, die mit Hilfe von vier Gewindestangen mit gegenläufigen Gewinden an die Magnetspulen gedrückt werden. An dieser Aluminiumschiene ist ein Stecker für die Modulationsspulen befestigt und diese werden um den Kurzschluss befestigt. Dieser wiederum ist isoliert zum Aluminium mit einer Quetschverbindung montiert. Die Probe wird entweder mit einer rotierbaren Halterung von oben an den

Kurzschluss herangebracht oder auf den Kurzschluss aufgelegt. Der Kurzschluss ist immer mit einer 75  $\mu\text{m}$  Kapton<sup>®</sup>-Folie gegen elektrischen Kurzschluss zur Probe isoliert. Mit diesem *ex situ* Aufbau können auch  $> 4\text{ cm}^2$  große Proben winkelabhängig und frequenzabhängig gemessen werden.

Prinzipiell könnten auch Messungen senkrecht zur Filmebene durchgeführt werden, indem ein umgebogenes Mikrowellenkabel verwendet wird. Messungen hierzu sind voraussichtlich in der Dissertation von Nathalie Reckers<sup>10</sup> zu finden.



**Abbildung 4.28:** Aufbau für *ex situ* Messungen. Weiß sind die Polschuhe des Elektromagneten. Rot eine Klemmvorrichtung, an der die Trägerschiene aus Aluminium befestigt ist. Die Modulationsspulen sind dieselben wie für den *in situ* Aufbau. Links im Bild erkennt man eine Vergrößerung des Aufbaus. Die Probe kann entweder durch eine Kapton<sup>®</sup>-Folie isoliert auf den Kurzschluss aufgelegt werden oder von oben in der Aluminiumhalterung rotierbar befestigt werden.

<sup>10</sup>Universität Duisburg-Essen, voraussichtlich 2012



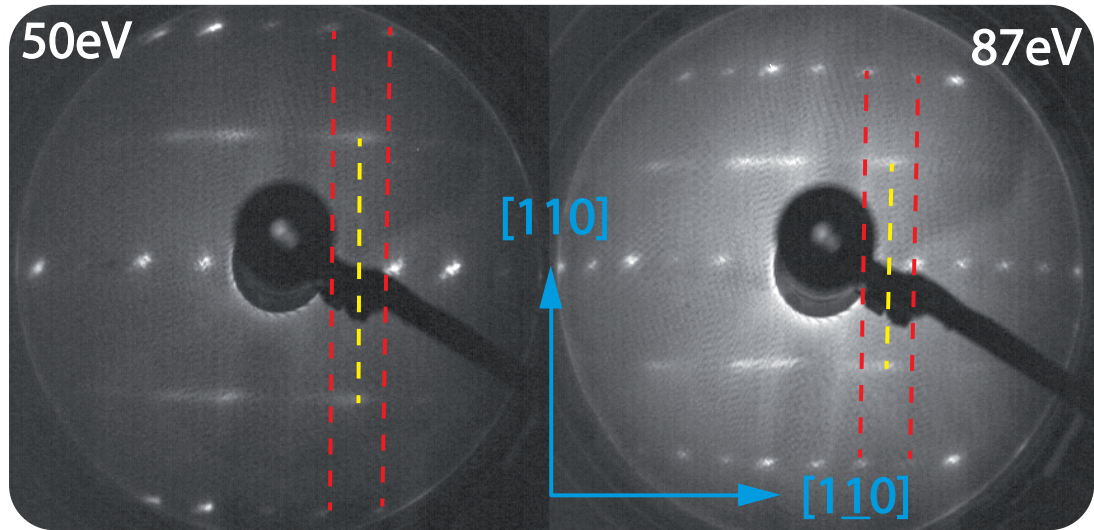
## 4.2 Ergebnisse Eisen auf InAs(001)

Hier werden konventionelle Resonatormessungen an Fe/InAs(001) Filmen gezeigt. In Kapitel 4.2.1 werden die mittels LEED gewonnenen strukturellen Eigenschaften formuliert, insbesondere die Rekonstruktion der Oberfläche im Vergleich zur Literatur. Im Anschluss daran werden in Kapitel 4.2.2 die anisotropen magnetischen Eigenschaften diskutiert.

Fe hat im Volumenmaterial eine Gitterkonstante von 0.2870 nm bzw. einen Netzebenenabstand von 0.1435 nm [Kur97]. InAs hingegen hat mit +5.3% Abweichung nahezu die doppelte Gitterkonstante mit 0.60858 nm [Xu98].

### 4.2.1 Strukturelle Charakterisierung von InAs(001)

Für ein epitaktisches Wachstum ist eine geordnete und chemisch möglichst inerte Oberfläche der Substrate von großer Bedeutung. Die Gruppe der  $\langle 001 \rangle$  Oberflächen ist bei der Zinkblendestruktur von InAs polar, dass heißt es gibt sogenannte *Dangling Bonds*, freie Bindungsmöglichkeiten an der Substratgrenzfläche. Diese verursachen eine Ordnung mit einer geringeren Periodizität als bei der Kristallstruktur und führen zu sogenannten Rekonstruktionen der Oberfläche. Um dieses zu beschreiben, wird zunächst das resultierende LEED-Bild betrachtet, wie es in Abbildung 4.29 gezeigt ist.



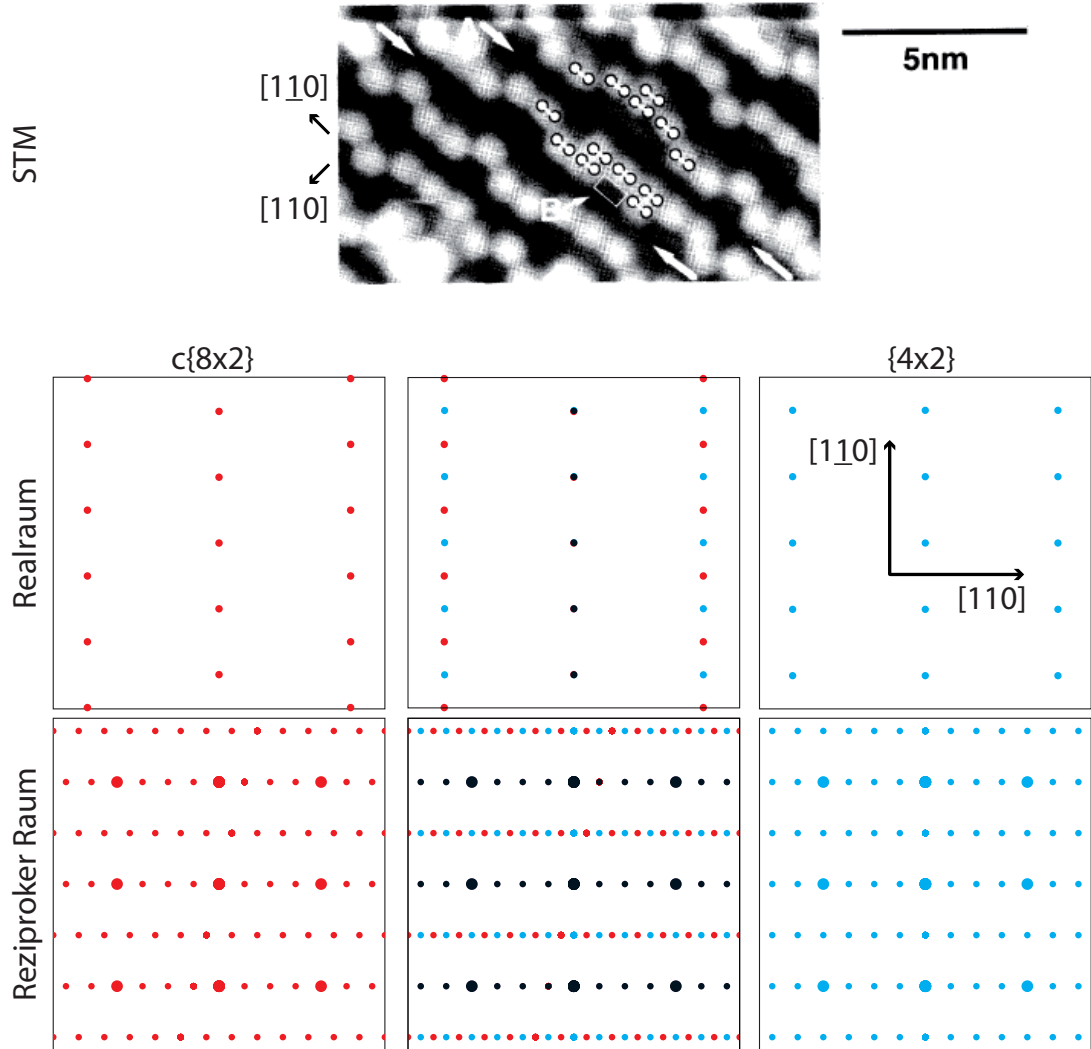
**Abbildung 4.29:** Typische LEED-Bilder von InAs(001) bei 50 bzw. 87 eV. Zur Verdeutlichung sind mit gestrichelten Linien die Lagen der außerordentlichen LEED-Reflexe / Rekonstruktion gezeigt. Diese liegen nicht auf einer gemeinsamen Achse. Angegeben sind die Realraumrichtungen  $[110]$  und  $[1\bar{1}0]$ . Die Rekonstruktion ist eine Mischung aus  $\{4 \times 2\}$  und  $c\{8 \times 2\}$  InAs(001).

Hier ist zunächst ein für Halbleiter gutes Beugungsbild entlang der waagerechten in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung zu sehen. Die Präparationsmethode wurde bereits in Kapitel 4.1.2 beschrieben. In der obersten Reihe sind bei 87 eV zwei hellere Punkte zu erkennen, die den Hauptreflexen entsprechen. Die Überstruktur dazwischen besitzt eine Vierzähligkeit, so dass drei Zwischenreflexe beobachtet werden können. Entlang der Senkrechten ist ein in der Waagerechten verschmierter Zwischenpunkt, also eine Zweizähligkeit zu erkennen. Man würde demnach von einer  $\{4 \times 2\}$ -Rekonstruktion ausgehen. Die Verschmierungen sollten dann jedoch in jeder Zeile des LEED-Bildes auftreten. Zusätzlich ist zu beobachten, dass die maximalen Intensitäten der Zwischenpunkte um einen halben reziproken Gittervektor versetzt sind. Dies ist mit den gelb und rot gestrichelten Linien in Abbildung 4.29 gezeigt. Wie in den Simulationen in Grafik 4.30 gezeigt, kann dies nur durch eine diagonale Rekonstruktion mit einem resultierenden  $c\{8 \times 2\}$  LEED-Bild dargestellt werden. Wie man im darüber eingefügten STM-Bild erkennen kann, sind entlang der  $[110]$ -Richtung Versetzungen der Elektronendichte zu sehen. Die hellen Bereiche stellen höhere Elektronendichten dar. Jeder helle Fleck entspricht nach [Yam95] einem Dimer und zeigt in die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung eine gute und in der  $[110]$ -Richtung eine schlechte Periodizität.

Wie auch in [Yam95] und [Mit96] vorgeschlagen, ist hier von einer Überlagerung der  $c\{8 \times 2\}$  und  $\{4 \times 2\}$  Rekonstruktionen auszugehen. Dies lässt, wie mittig in Bild 4.30 abgebildet, jede zweite LEED-Reflexzeile zu einer dichten Folge von Punkten zusammenwachsen. Die  $c\{8 \times 2\}$ -Rekonstruktion entsteht, wenn eine  $\{4 \times 2\}$ -Einheitszelle um die Hälfte ihrer Länge entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung verschoben ist. Die Verschiebung äußert sich jedoch, wie die Simulationen zeigen, nur in den Zwischenebenen und erklärt das LEED-Bild damit sehr gut. Durch die verstärkten LEED-Reflexe gemäß der  $c\{8 \times 2\}$ -Rekonstruktion ist hier von einer Dominanz dieser Struktur auszugehen. Die einzelnen Rekonstruktionen sind demnach nicht stochastisch verteilt. In der Variation vieler durchgeführter Substratpräparationen zeigte sich, dass bei selten aufgetretenen reduzierten Verschmierungen ebenfalls  $c\{8 \times 2\}$  bevorzugt wurde.

#### 4.2.2 Magnetische Anisotropie von Eisen auf InAs(001)

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Oberflächenstruktur der Fe/InAs(100)-Filme diskutiert wurde, sollen hier nun die damit zusammenhängenden, anisotropen magnetischen Eigenschaften von Fe/InAs(100) *in situ* untersucht werden, wie es in [Röm09] und teilweise [ZL07] veröffentlicht wurde. Zusätzlich zu den in den Veröffentlichungen präsentierten Messungen werden hier mit Pt/Ag abgedeckte Schichtsysteme ergänzt. Es wurden bei konstanter Mikrowellenfrequenz mit Hilfe eines Zylinderresonators, beschrieben in [Tru09a], die Anisotropieparameter schichtdickenabhängig bestimmt. Gemessen wird stets ein magnetisches Anisotropiefeld, welches in eine magnetische Volumenanisotropieenergiedichte umgerechnet werden kann, wenn  $M$  bekannt ist. Erst



**Abbildung 4.30:** Im oberen Bild sind STM Messungen aus [Yam95] gezeigt, darunter die Simulationen der Realraum Kristallgitter und die dazugehörigen LEED-Bilder des reziproken Raumes [Her10]. In der Mitte ist die Überlagerung von den links  $c\{8 \times 2\}$ - und rechts  $\{4 \times 2\}$ -Rekonstruktionen gezeigt. Dunkle Punkte in der Mitte sind die Überlagerungen der einzelnen Farben.

die schichtdickenabhängige Auftragung erlaubt dann die Separation in einen Volumen- und Grenzflächenbeitrag. Mit Hilfe von

$$K_i = \frac{K_i^{s,eff}}{d} + K_i^v \quad (4.3)$$

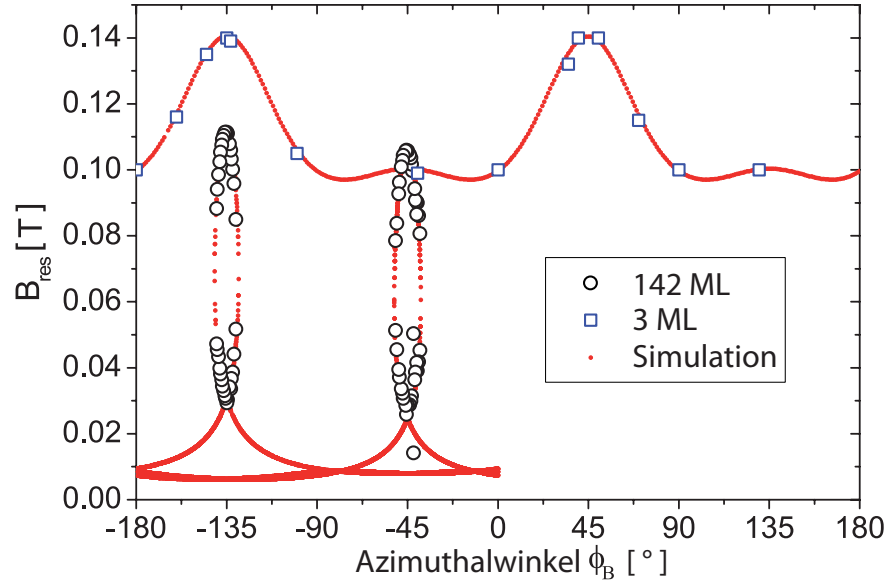
können der Volumenbeitrag  $K^v$  und der Grenzflächenbeitrag  $K^{s,eff}$  der einzelnen Anisotropiebeiträge separiert werden.  $K^{s,eff}$  enthält sowohl die Grenzflächeneigenschaften zum Substrat als auch zum Vakuum / zur Abdeckschicht. Es wäre irreführend einen Faktor zwei einzuführen, da in der Regel die Grenzflächeneigenschaften unterschiedlich sind. Hier wird also *ein* effektiver Grenzflächenbeitrag betrachtet. Im Nachfolgenden werden zunächst beispielhaft zwei winkelabhängige Messungen gezeigt und dann die einzelnen Beiträge getrennt diskutiert.

**Beispielmessung an 3 und 142 ML** In Abbildung 4.31 sind zwei typische winkelabhängige Messungen mit dem Resonatoraufbau, gezeigt in der Dissertation von Khalil Zakeri [ZL07], bei 9.3 GHz dargestellt. Die Probenpräparation wird in der genannten Dissertation beschrieben und Messungen wurden dort teilweise schon verwendet. Hier werden zusätzlich abgedeckte Schichten präsentiert und die Auswertung an manchen Stellen korrigiert, da die Simulationssoftware zwischenzeitlich erweitert wurde. Die Proben wurden in der UHV-Kammer in der Filmebene gedreht und an jedem Winkel ein Spektrum durchgefahen. Es zeigt sich für den dünnen Film mit 3 ML Schichtdicke ein typisches Verhalten einer kleinen kubischen Anisotropie und einer dominanten uniaxialen: Es gibt lediglich eine 180°-Symmetrie. Auf Grund der geringen Signalintensität wurden hier nur wenige Datenpunkte über einen Winkelbereich von 360° aufgenommen. Die roten Punkte zeigen die numerisch gelösten Simulationen der LLGG. Die Simulationsparameter wurden so lange variiert, bis eine möglichst gute Anpassung erzielt wurde. Wie man deutlich erkennen kann, zeigen Simulation und Messdaten eine sehr gute Übereinstimmung. Der Fehlerbalken der Schichtdickenbestimmung ist  $\pm(1 \text{ ML} + 10\%)$ .

Die Messung des 142 ML Filmes zeigt das Verhalten einer dominierenden kubischen Anisotropie. Gemessen wurde hier nur ein Winkelbereich von 180°, da im Falle ohne Exchange Bias dieser Winkelbereich die volle Information enthält. Zu beachten ist bei dieser Messung, dass nur in einem kleinen Winkelbereich um  $-135^\circ$  und  $-45^\circ$  die Resonanzbedingung bei 9.3 GHz erfüllt werden kann. Trotz der großen Schichtdicke sind die beiden maximalen Resonanzfelder für  $-135^\circ$  und  $-45^\circ$  leicht verschieden, was durch die Anwesenheit einer uniaxialen Anisotropie verursacht wird. Die jeweils unteren Messpunkte bei z. B.  $-135^\circ$  und 0.03 T sind die *not aligned* / *nicht kollineare* Moden, bei denen die Magnetisierung zwar um die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung, aber nicht um das externe Magnetfeld präzediert.

Die Simulationspunkte, die auch in einem anderen Winkelbereich auftreten, sind mathematische, aber nicht physikalische Lösungen. Im späteren Verlauf wurde das





**Abbildung 4.31:** Winkelabhängige Messungen bei 9.3 GHz und 295 K in der Filmebene an 3 bzw. 142 ML  $\text{Fe/InAs}(001)$ . Symbole sind Messpunkte, rote Punkte die simulierten Winkelabhängigkeiten. Die Größe der Punkte entspricht dem maximalen Fehlerbalken. Die verwendeten Simulationsparameter sind in Tabelle A.1 zu finden.

Programm so umgeschrieben, dass nur physikalisch sinnvolle Lösungen ausgegeben werden<sup>11</sup>, wie es in Kapitel 4.3 der Fall ist.

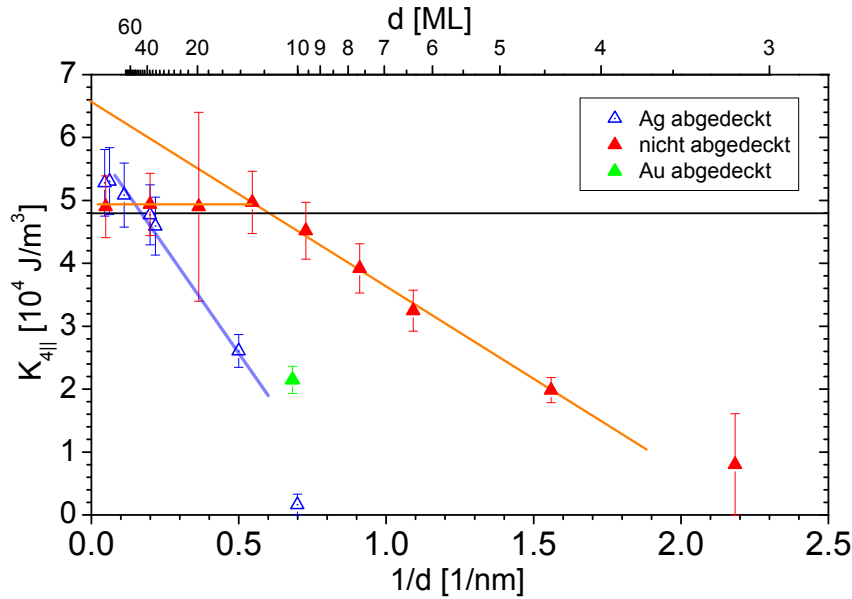
Durch die stark unterschiedlichen Winkelabhängigkeiten der einzelnen Anisotropiebeiträge können diese mit hoher Genauigkeit in einem Datensatz angepasst und separiert werden. Als nicht angepasster Parameter wurde die Magnetisierung auf Grund eigener **SQUID**-Messungen an abgedeckten Filmen für alle Filmdicken auf  $M = 1.64 \cdot 10^6 \text{ A/m} \pm 5\%$  gesetzt. Dieser Wert weicht um ca. 3.5% vom volumenartigen Literaturwert mit  $M = 1.71 \cdot 10^6 \text{ A/m}$  [Kit02] ab. Für die **SQUID**-Messungen wurde ein abgedeckter Film verwendet. Für die Auswertung wurde die kalibrierte Schichtdicke eingesetzt. Da der Film durch eine Blende aufgedampft wurde, entspricht die Größe der magnetischen Schicht nicht den leicht messbaren Substratdimensionen. Deswegen wurde in einer lichtmikroskopischen Aufnahme und mit einem Grafikbearbeitungsprogramm das Verhältnis der Pixel des Filmes zu einer definierten Fläche bestimmt und somit die Filmgröße ermittelt. Der Fehlerbalken für  $M$  wird durch das hieraus und der Schichtdickenbestimmung resultierende Volumen mit ca. 5% dominiert. Dennoch könnte die Magnetisierung intrinsisch oder durch die Abdeckschicht reduziert (ggf.

<sup>11</sup>Physikalisch sinnvolle Lösungen werden über die Hessematrix der Freien Energie bestimmt, in der die Eigenwerte kleiner 0 sein müssen.

auch erhöht) sein. Aus diesem Grund wurde der mit **SQUID** ermittelte Wert und nicht der Literaturwert verwendet.

Im Anhang A.1 in Tabelle A.1 (A.2) sind die Messdaten für die (nicht) abgedeckten Schichten gezeigt, welche für die folgenden Graphen verwendet wurden. Die zusammengefassten Ergebnisse aus den nachfolgenden graphischen Darstellungen befinden sich bei den Schlussfolgerungen in Tabelle 4.2.

**Kubische Kristallanisotropie** In Abbildung 4.32 wird nun die schichtdickenabhängige Kristall-Anisotropie  $K_{4\parallel}$  betrachtet. In der Regel ist  $K_{4\parallel} = K_4$ , jedoch können diese bei tetragonal verzerrten Filmen leicht unterschiedlich sein [Hei91]. Deswegen wurde hier der Index angefügt, der auf die Bestimmung parallel zur Filmebene hinweist. In Grafik 4.32 ist  $K_{4\parallel}$  über der reziproken Schichtdicke aufgetragen. Beginnend rechts bei kleinen Schichtdicken nimmt die Kristallanisotropie stetig und proportional zu  $1/d$  zu. Für den Fall nicht abgedeckter Filme sättigt dieser Wert bei  $13 \pm 1$  ML und in etwa beim Volumenwert von  $4.8 \pm 0.5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  [Was05], so dass man davon ausgehen



**Abbildung 4.32:** Gezeigt ist die schichtdickenabhängige kubische Kristallanisotropie von Fe/InAs(001). Auf der unteren x-Achse ist die reziproke Schichtdicke gezeigt, auf der oberen die Dicke in atomaren Monolagen. Beginnend bei kleinen Schichtdicken rechts steigt der Wert von  $K_{4\parallel}$  stetig an, bis er bei einem Wert von  $4.9 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  knapp über dem Volumenwert von  $4.8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  [Was05] sättigt und der Film strukturell weitgehend relaxiert ist. Durchgezogene Linien dienen zur Verdeutlichung des grundlegenden Verhaltens bzw. zeigen die Steigung, aus der die Grenzflächen- und Volumenbeiträge zur Anisotropie ermittelt wurden.

kann, dass der Film ab hier strukturell weitgehend relaxiert ist. Es ist zunächst etwas überraschend, dass alle  $K_{4\parallel}$ -Werte über 10 ML leicht über dem Volumenwert liegen. Der Grund hierfür ist die Art der Bestimmung: Für die Berechnung geht  $M$  antiproportional in  $K_{4\parallel}$  ein.  $M$  wurde zwar aus SQUID-Messungen an abgedeckten Filmen bestimmt<sup>12</sup>, aber es könnte sein, dass  $M$  für die betrachteten Filme noch geringer als der in dieser Arbeit gefundene Wert von  $M = 1.64 \cdot 10^6$  A/m ist und damit  $K_{4\parallel}$  nur scheinbar größer ist. Der hierfür nötige Wert von  $M$  liegt bei  $1.60 \cdot 10^6$  A/m und damit im Fehlerbalken der Magnetisierungsbestimmung.

Blau abgebildet sind Messungen an 3 nmPt/2 nmAg/ $x$  nmFe/InAs(100)-Filmen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Kristallanisotropie stark beeinflusst ist, und erst bei ca. 40 ML der Volumenwert erreicht wird. Zusätzlich ist der Übergang deutlich unschärfer und auch nach 40 ML scheint es noch einen Anstieg zu geben, der jedoch im Rahmen des Fehlerbalkens liegt und genauere Untersuchungen erfordert, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnten.

Der grün dargestellte Messpunkt mit einer Au-Abdeckung zeigt ebenfalls eine deutliche Abweichung zum nicht abgedeckten Film, aber auch einen Unterschied zum Pt/Ag abgedeckten System. Dies deutet darauf hin, dass entweder die Atomgröße oder aber die chemischen Bindungen eine entscheidende Rolle spielen. Die Schlussfolgerungen hierzu befinden sich im Anschluss an die weiteren Anisotropiebeiträge.

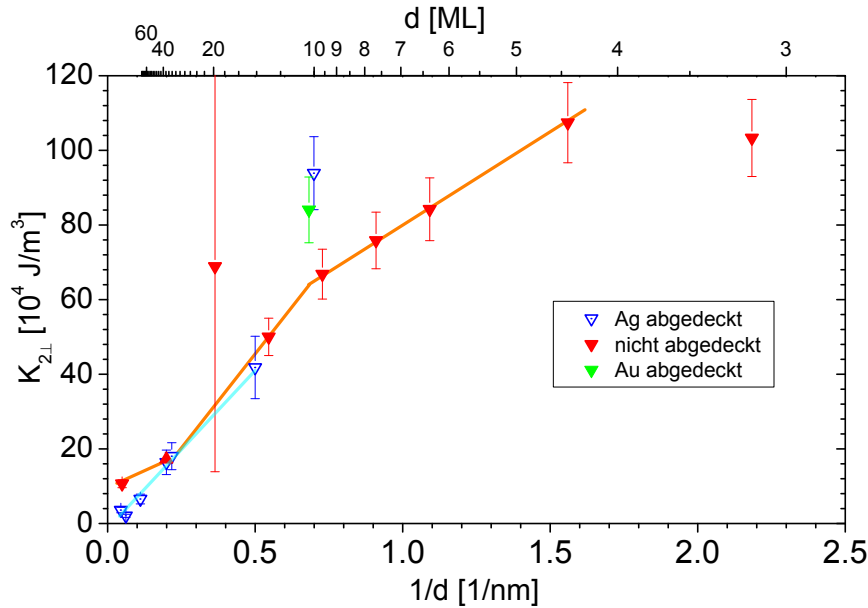
**Uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene** Aus der uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene kann die Grenzflächenanisotropie bestimmt werden. Wie bereits in Kapitel 2.1.5.3 beschrieben, bewirkt die Grenzfläche – in Abhängigkeit von der Kristallanisotropie – einen eigenen Beitrag zum anisotropen Verhalten der Magnetisierung. Vereinfacht lässt sich dies wie folgend verstehen: In einem zweidimensionalen Film können die Elektronen nur eine eingeschränkte Bewegung senkrecht zur Filmebene durchführen. Durch die in Kapitel 2.1.3 beschriebene Spin-Bahn-Wechselwirkung führt jedoch eine ausschließlich in der Filmebene stattfindende Bewegung zu einer bevorzugten Magnetisierung senkrecht dazu<sup>13</sup>. Die von der Kristallanisotropie her eigentlich energetisch gleichwertigen Richtungen parallel und senkrecht zur Filmebene verlieren durch fehlende Freiheitsgrade ihre energetische Entartung. Für eine genauere Betrachtung muss die gesamte Bandstruktur betrachtet werden, welche die von der Raumrichtung abhängigen Zustandsdichten angibt. Die vereinfachte Darstellung der eingeschränkten Bewegungsrichtung ist mit der Bandstruktur beschreibbar, jedoch wird sich hier auf die bereits erfolgte anschauliche Beschreibung beschränkt.

Betrachtet wird nun zunächst der nicht abgedeckte Fall in Grafik 4.33, in dem die uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene in Abhängigkeit von der Schichtdicke

---

<sup>12</sup>Diese sind jedoch nicht dieselben wie die *in situ* untersuchten gewesen.

<sup>13</sup>Diese Betrachtung gilt für  $K_4 > 0$ , (001) orientiert und wird im Allgemeinen von der kristallographischen Orientierung des Filmes und weiteren Faktoren abhängen.



**Abbildung 4.33:** Gezeigt ist die schichtdickenabhängige uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene von Fe/InAs(001). Auf der unteren x-Achse ist die reziproke Schichtdicke gezeigt, auf der oberen die Dicke in atomaren Monolagen. Zu kleinen Schichtdicken hin nimmt der uniaxiale Beitrag stetig zu. Hieraus wird der Grenzflächenbeitrag bestimmt (siehe Tabelle 4.2).

dargestellt ist. Im Bereich von 3.5 – 10 ML ist hier ein eindeutiger reziproker Verlauf zu beobachten. Die noch dünnere Schicht könnte durch den Finite Size Effekt [Ber84] eine reduzierte Magnetisierung und folglich falsch bestimmte Anisotropieparameter aufweisen und wird deswegen nicht mit ausgewertet. Wie man in Grafik 4.32 an der sättigenden Kristallanisotropie erkennen kann, findet oberhalb von 10 ML eine Relaxation statt und das Verhalten ist eher volumenartig. Diese Messpunkte werden hier für die Auswertung ebenfalls ausgelassen. Aus der Steigung ergibt sich somit ein Wert von  $K_{2\perp}^{s,eff} = 0.7 \pm 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ , welcher ca. 50% des von McPhail gefundenen [McP03] beträgt. Jedoch wurden in seiner Arbeit mit Au abgedeckte Filme untersucht, so dass hier der Einfluss der Abdeckschicht sichtbar wird, wie es auch im Nachfolgenden am Beispiel von Ag gezeigt wird.

Der mit Ag abgedeckte Film relaxiert (Grafik 4.32) später und zeigt eine stärkere Dickenabhängigkeit als die nicht abgedeckten Messungen bei größeren Schichtdicken im Bereich von 14 – 210 ML. Die Filme verhalten sich erst bei Schichtdicken größer 210 ML volumenartig. Da die Abdeckschicht, auch wenn sie nicht mit Fe mischt, die Magnetisierung bei der Verwendung von Ag eher verkleinert und damit die Anisotropieparameter falsch bestimmt werden, wurde der Punkt bei 10 ML nicht in die Auswertung

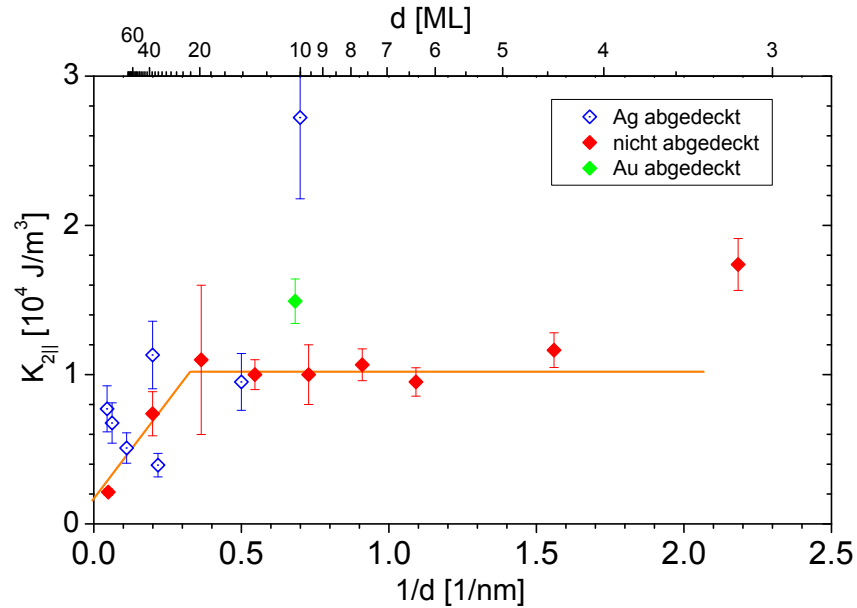
einbezogen. Es resultiert ein Wert von  $K_{2\perp}^{s,eff} = 0.9 \pm 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ . Dieser weicht um 35% von dem von McPhail [McP03] gefundenen Wert ab.

Die Formanisotropieenergie  $E_{Form} = \frac{1}{2} \mu_0 M^2$  (für  $M = 1.71 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ :  $E_{Form} = 16.8 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ ) ist in allen Fällen größer als der Beitrag von  $K_{2\perp}$ . Für die effektive Magnetisierung gilt:

$$\mu_0 M_{\text{eff}} = \frac{2K_{2\perp}}{M} - \mu_0 M < 0 \quad (4.4)$$

Damit liegt die im Nullfeld bevorzugte Richtung der Magnetisierung stets in der Filmebene.

**Uniaxiale Anisotropie in der Filmebene** Die Ergebnisse zur uniaxialen Anisotropie sind in Abbildung 4.34 gezeigt. Bei gleicher Auftragung wie in den vorangegangenen Abschnitten erkennt man ein konstantes Verhalten für die nicht abgedeckten Schichten im Bereich von 4.5 – 20 ML. Erst zu dickeren Schichten reduziert sich der uniaxiale Beitrag. Jedoch selbst bei 142 ML ist dieser nicht zu vernachlässigen, so dass davon auszugehen ist, dass volumenartiges Verhalten erschwert zu erreichen ist. Die uniaxiale Anisotropie kann z. B. durch eine Verspannung, angetrieben durch die Gitterfehlانpassung, verursacht werden. Der Grenzflächenbeitrag ist in diesem Fall durch die Fehlanpassung

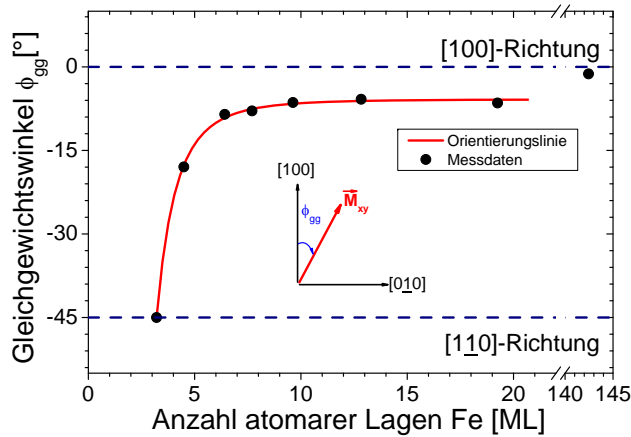


**Abbildung 4.34:** Die schichtdickenabhängige uniaxiale Anisotropie in der Filmebene. Auf der unteren x-Achse ist die reziproke Schichtdicke gezeigt, auf der oberen die Dicke in atomaren Monolagen. Der einzelne Datenpunkt in Grün gibt den Wert für einen mit Au abgedeckten Film an.

direkt an der Grenzfläche bestimmt. Der volumenartige Beitrag könnte dadurch erklärt werden, dass die durch die Fehlanpassung induzierten Störstellen über das ganze Volumen hin fortgesetzt werden. Alternativ könnten im Volmer-Weber-Wachstum die Inseln koagulieren. Auch über das Volumen bleiben die Verspannungen erhalten und es resultiert ein uniaxialer Beitrag zur magnetischen Anisotropie.

Man erkennt an den abgedeckten Schichten, dass die uniaxiale Anisotropie eher stochastisch als systematisch variiert und somit keine genaue Schlussfolgerung gezogen werden kann. Im Rahmen der Fehlerbalken kann keine Gerade angepasst werden. Somit hat die Deckschicht in jedem Fall einen großen Einfluss, jedoch eine mit dieser Anzahl von Datenpunkten nicht nachvollziehbare Systematik. Aus diesem Grund wurde für die [Ag](#) abgedeckten Filme die Separation in Volumen- und Grenzflächenbeitrag nicht durchgeführt.

**Schlussfolgerungen** Setzt man für die nicht abgedeckten Filme die gewonnenen Anisotropieparameter in die freie Energie ein, setzt  $B = 0$  und ermittelt das Minimum, so erhält man die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung im Nullfeld. Es zeigt sich, dass die unterschiedlichen Orientierungen der leichten Richtungen von  $K_{2\parallel}$  und  $K_{4\parallel}$  eine schichtdickenabhängige Reorientierung von  $M$  zur Folge haben. Die Magnetisierung reorientiert sich von der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung in die  $[100]$ -Richtung. Obwohl im Allgemeinen bei Schichtdicken von  $> 100$  ML von volumenartigen Verhalten ausgegangen wird, zeigt sich hier, dass auch bei 142 ML  $M$  nicht gänzlich parallel zur  $[100]$ -Richtung liegt. Daraus folgt: Der Film ist auch bei 142 ML nicht vollkommen relaxiert. Die Ergebnisse sind in [Abbildung 4.35](#) veranschaulicht, wo der Gleichgewichtswinkel über der Schichtdicke aufgetragen ist.



**Abbildung 4.35:** Gezeigt ist die schichtdickenabhängige Entwicklung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung ohne externes Magnetfeld für nicht abgedeckte Filme bei 300 K. Schwarz: Datenpunkte. Gestrichelt: Kristallographische Richtungen. Rot: Orientierungslinie.

Aus dem mehrstufigen Verhalten von  $K_{2\perp}$ , [SEM](#)-Aufnahmen, der Schichtdickenabhängigkeit des [AES](#)-Signales [\[Röm09\]](#), dem nicht stetigen Verhalten bei abgedeckten Schich-

ten und dem Vergleich zur Literatur [Xu98] wird von einem Volmer-Weber-Wachstum ausgegangen, bei dem einzelne Inseln epitaktisch wachsen, aber kein geschlossen epitaktischer Film vorhanden ist. Der Einfluss der Deckschicht soll in Abbildung 4.36 veranschaulicht werden. Zunächst bilden sich flache Inseln, bei denen die Abdeckschicht



**Abbildung 4.36:** Wachstumsschema von  $Fe/InAs(100)$  gefolgert aus den Anisotropiebeiträgen in Übereinstimmung mit dem in [Xu98] dokumentierten Volmer-Weber-Wachstum. Im Falle von (III) könnte noch zwischen relaxiertem und nicht-relaxiertem geschlossenem Film unterschieden werden.

im Wesentlichen von oben auf selbige wirkt [Abb. 4.36(I)]. Mit steigender Schichtdicke werden die Inseln volumenartiger und damit auch die Wirkung der Abdeckschicht: Ag oder Au beeinflusst seitlich und von oben das Fe [Abb. 4.36(II)]. Wenn die Inseln vor dem Aufdampfen der Abdeckschicht bereits zusammenwachsen sind, reduziert sich der volumenartige Beitrag induziert von Ag oder Au wiederum, aber es kommt weiterhin zu Verzerrungen durch die minimal verschieden angepassten Fe-Inseln. Es können im Falle von Inseln auf einem geschlossenen Film noch die beiden Fälle eines relaxierten und nicht relaxierten Filmes unterschieden werden. Somit könnte sich das Verhältnis von Volumen- zu Grenzflächenbeitrag je nach Schichtdicke nicht proportional zu ihr verhalten, was die unmögliche Anpassung über einen weiten Schichtdickenbereich erklärt. Die nicht verschwindende uniaxiale Anisotropie in der Ebene kann durch die Oberflächenverspannung an den Inseln gemäß [May01] erklärt werden. Die Inseln sind in diesem Falle anisotrop verspannt und eine Verzerrung der Oberfläche erhöht diese Verspannung. Wird nun eine Abdeckschicht zum einen zwischen und zum anderen auf die Inseln gebracht, wird die Verzerrung noch weiter erhöht und die uniaxiale Anisotropie wird verstärkt. Dies erklärt die größeren Werte von  $K_{2\parallel}$  von abgedeckten im Vergleich zu unabgedeckten Filmen.

**Vergleich mit Literatur** Die Separationen von Volumen und Grenzflächenbeiträgen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die erste Zeile ( $\nu$ ) beschreibt die Ergebnisse nicht abgedeckter Filme, die zweite (Ag) die mit Pt/Ag abgedeckten und die letzte (Au) die mit Au abgedeckten und aus der Literatur [McP03] entnommenen Daten.

In Bezug auf den Volumenbeitrag  $K_{2\perp}^v$  zeigt sich, dass die Abdeckschicht sowohl mit Au als auch mit Ag das Vorzeichen jeweils umdreht. Im Falle von Au ist dieser betragsmäßig um einen Faktor 3 größer, während bei Ag dieser um 40% abweicht (Abdeckschichten: Au= 4 nm bzw. Ag= 2 nm Ag/3 nm Pt). Der volumenartige Beitrag



	$K_{2\perp}^v$ [10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$K_4^v$ [10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\parallel}^v$ [10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\perp}^{s,\text{eff}}$ [10 <sup>-4</sup> J/m <sup>2</sup> ]	$K_4^{s,\text{eff}}$ [10 <sup>-5</sup> J/m <sup>2</sup> ]	$K_{2\parallel}^{s,\text{eff}}$ [10 <sup>-5</sup> J/m <sup>2</sup> ]
$\nu$	7 ± 7	6.7 ± 0.3	0.0 ± 0.3	7.4 ± 1	-3.1 ± 0.5	3.25 ± 0.1
Ag	-4.4 ± 3	5.9 ± 0.3	—	9.2 ± 1	-6.6 ± 0.5	—
Au	-22 ± 13	6.5 ± 0.3	0.25 ± 0.1	14 ± 1	-7.9 ± 0.6	—

**Tabelle 4.2:** Volumen- und Grenzflächenbeiträge der magnetischen Anisotropieparameter.  $\nu$ : nicht abgedeckte Schichten. Ag: Pt/Ag abgedeckte Schichten. Au: aus [McP03] entnommene Daten Au abgedeckter Schichten (Bestimmung mittels BLS).

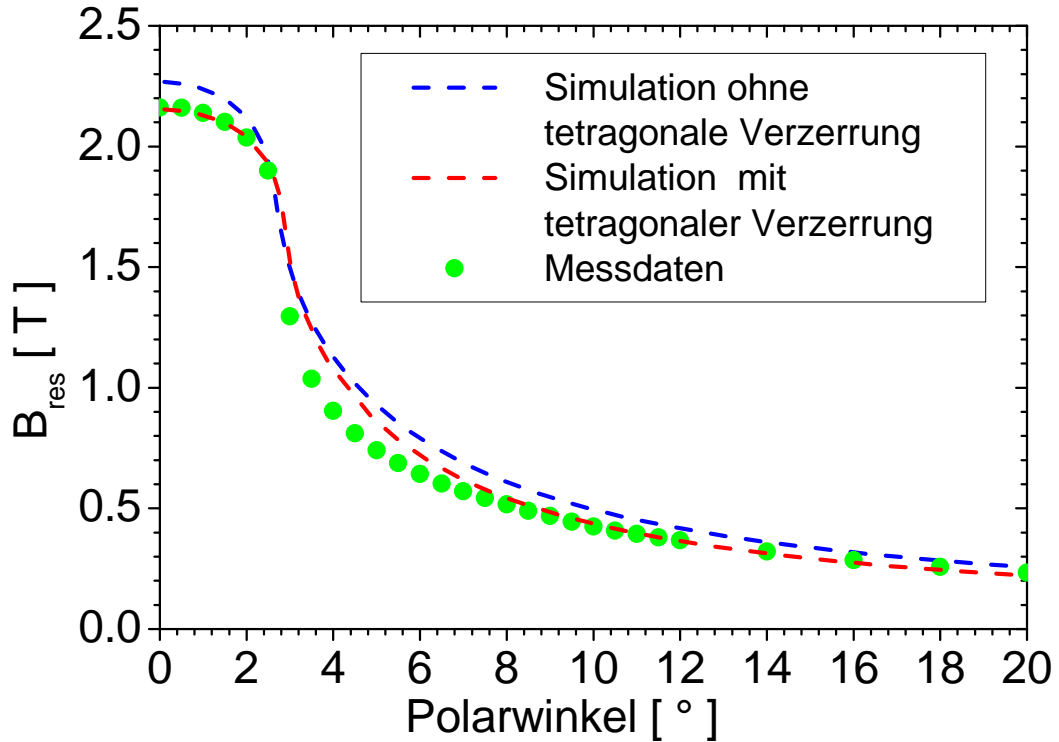
der Anisotropie senkrecht zur Filmebene könnte durch eine tetragonale Verzerrung erklärt werden, wie es später in Abbildung 4.37 beschrieben wird. Hier wird der Abstand zu den nächsten Nachbarn in und außerhalb der Filmebene anisotrop verändert, was die gleiche Auswirkung haben kann wie ein Entfernen der nächsten Nachbarn in eine Richtung.

Dazu passend ist für den Grenzflächenbeitrag  $K_{2\perp}^{s,\text{eff}}$  bei der Reihenfolge Vakuum, Ag, Au ein stetiger Anstieg zu beobachten. Das Entfernen von Nachbaratomen an der Grenzfläche muss zwangsläufig zu einem Anisotropie-Beitrag führen [Hei91], welcher aber auch durch die Anwesenheit von Ag-Fremdatomen zu einem ähnlichen Beitrag führen kann. Ganz eindeutig ist, dass Au eine Verdoppelung des Grenzflächenbeitrages<sup>14</sup> ausmacht und damit als Abdeckmaterial für dünne Schichten eher ungeeignet ist.

Betrachtet man nun den Volumenbeitrag der Kristallanisotropie  $K_{2\parallel}^v$ , so ist dieser im Rahmen der Fehlerbalken als nahezu konstant anzunehmen. Im Gegensatz dazu, und in Übereinstimmung zur senkrecht zur Filmebene uniaxialen Anisotropie, ist ein stetiger Anstieg mit der Reihenfolge Vakuum, Ag, Au zu beobachten und deutet ebenfalls darauf hin, dass Ag die Fe-Filme weniger beeinflusst und damit bevorzugt als Abdeckschicht gewählt werden sollte.

**Polar-winkelabhängige Messung** Beispielhaft wurden an einem mit 2 nm Ag/3 nm Pt abgedeckten (vgl. Kapitel 4.1.2.2) 35 ML Fe-Film polar-winkelabhängige Messungen aus der Filmebene herausdrehend getätigt. Anhand der in der Ebene gemessenen Anisotropieparameter wurden nun Simulationen für die aus der Filmebene herausgedrehten Messungen durchgeführt. Wie in Abbildung 4.37 gezeigt, ist die Simulation mit den Messdaten nicht vereinbar, da insbesondere die maximalen Resonanzfelder weit abweichen. Erst die Einführung eines tetragonal verzerrten Termes, wie er in [Hei91] beschrieben ist, führt zu akzeptablen Ergebnissen. Die Eisenfilme sind somit mit großer Sicherheit tetragonal verzerrt. Der tetragonale Term entspricht mit  $K_{4\perp} = 17 \text{ kJ/m}^3$

<sup>14</sup>Die Konventionen für einen effektiven Grenzflächenbeitrag sind identisch und können den Faktor zwei nicht erklären.



**Abbildung 4.37:** Polar-winkelabhängige Messung an 35 ML  $\text{Fe}$  im System  $\text{Pt}/\text{Ag}/\text{Fe}/\text{InAs}(001)$ . Grün sind die Messpunkte, gestrichelte Linien die Simulationen mit und ohne tetragonal verzerrtem Term. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Annahme verzerrter Filme gerechtfertigt ist, da die Simulation deutlich besser zu den Messdaten passt.

nur einem Drittel der Größe von  $K_{4\parallel}$ . Die bedingt gute Anpassung im Winkelbereich von  $3 - 10^\circ$  könnte dadurch verursacht werden, dass die Bestimmung von  $K_4^v$ ,  $M$  und  $K_{4t}$  nicht unabhängig voneinander sind, da sich diese alle auf das maximale Resonanzfeld bei einer Messung senkrecht zur Filmebene auswirken.

**Zusammenfassung**  $\text{Fe}/\text{InAs}(100)$ -Filme sind auch bis zu Schichtdicken von über 100 ML noch verspannt, was vermutlich vom Volmer-Weber-Wachstum herrührt. Die Verspannung äußert sich durch eine tetragonale Verzerrung und eine uniaxiale Anisotropie in der Filmebene. Eine Abdeckschicht ist für volumenartiges Verhalten nicht förderlich, jedoch ist  $\text{Ag}$  auf Grund der geringeren Einflüsse gegenüber  $\text{Au}$  zu bevorzugen, wenn die intrinsischen Eigenschaften von  $\text{Fe}$  untersucht werden sollen.

## 4.3 Ergebnisse Multifrequenzmessungen an Eisen auf GaAs(110)

In diesem Kapitel über Fe/GaAs(110) werden die auf verschiedenen experimentellen Methoden basierenden Ergebnisse präsentiert. Zunächst geht das Kapitel 4.3.1 auf die Probenstruktur und 4.3.2 auf deren chemische Charakterisierung ein. Die mit Hilfe des MOKE ermittelten Hystereskurven an einem abgedeckten Film werden in Abschnitt 4.3.3 diskutiert, da diese für das weitere Verständnis der FMR-Messungen hilfreich sind. Im Anschluss werden in Form der Anisotropie in Kapitel 4.3.4 und der Dispersionsrelation in Kapitel 4.3.5 die Ergebnisse von Multifrequenz-FMR-Messungen vorgestellt. In Kapitel 4.3.6 schließlich wird der g-Faktor mit FMR und XMCD bestimmt.

Fe hat im Volumenmaterial eine Gitterkonstante von 0.2870 nm bzw. einen Netzebenenabstand von 0.1435 nm [Kur97]. GaAs hingegen hat mit  $-1.5\%$  Abweichung nahezu die doppelte Gitterkonstante mit 0.5654 nm [Ada85].

### 4.3.1 Besonderheiten an (110)-Oberflächen

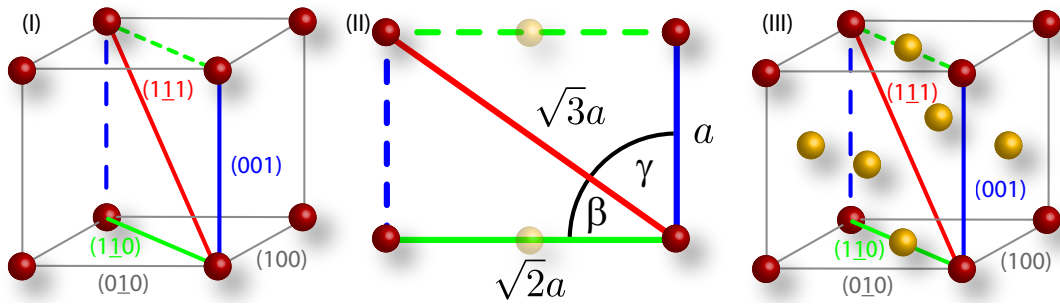
Viele Untersuchungen von epitaktischem Wachstum wurden an (001)-orientierten Substraten durchgeführt. Teilweise werden leichte Fehlschliffe um wenige Grad verwendet, um Stufen auf dem Substrat zu erzeugen und mit diesen gezielt die magnetischen Eigenschaften zu beeinflussen [You04]. Es gibt viele magnetische Untersuchungen an (001)-Substraten, wie man [Lin08] entnehmen kann. Im Gegensatz dazu sind die (110)-Orientierungen recht schwach vertreten. Es wird z. B. in [Car87], [Xu87] und [Ruc86] das epitaktische Wachstum auf (110)-Substraten gezeigt. In [Pri81] wird das erste Wachstum von Fe/GaAs(110) und ein besseres Wachstum als im Vergleich zu (001)-Flächen beschrieben, wobei Fe bei erhöhten Substrattemperaturen von 470 K aufgedampft wurde.

Für (001)-Oberflächen gibt es je nach Präparationsmethode eine Vielzahl von Rekonstruktionen, die chemisch unterschiedlich sind. Z. B. ist die  $\{4 \times 2\}c\{8 \times 2\}$  InAs(001) Rekonstruktion In-reich. Im Gegensatz dazu wird von [Tin08] von einer As-reichen  $\{2 \times 4\}$ -Rekonstruktion berichtet. In beiden Fällen ist die Grenzfläche polar und chemisch reaktiv, da sich sogenannte *Dangling Bonds*, also freie Bindungsstellen der Atome, an der Grenzfläche befinden. Im Gegensatz zu den genannten Beispielen ist die GaAs(110)-Oberfläche laut [Dub82] nicht polar und nach LEED-Untersuchungen in [Rae64] und STM-Betrachtungen in [Fee87] entsprechend nicht rekonstruierend. Dies erleichtert die Präparation und Diskussion um etwaige chemische Bindungen an der Grenzfläche.

Neben dieser positiven Eigenschaft bietet sich aber für (110) Orientierungen noch der in Abbildung 4.38 illustrierte Vorteil: In der Filmebene sind alle drei kristallographischen Hauptrichtungen  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  und  $\langle 111 \rangle$  vertreten. Man erhält für die Oberfläche eine rechteckige Zelle mit den Kantenlängen  $a$  und  $\sqrt{2}a$  sowie einer Diagonalen von  $\sqrt{3}a$ .

Der Winkel zwischen (001) und (111) beträgt  $\gamma = 90 - \arcsin(\sqrt{3}) = 54.74^\circ$  und der zwischen (010) und (111) beträgt  $\beta = \arcsin(\sqrt{3}) = 35.26^\circ$ .

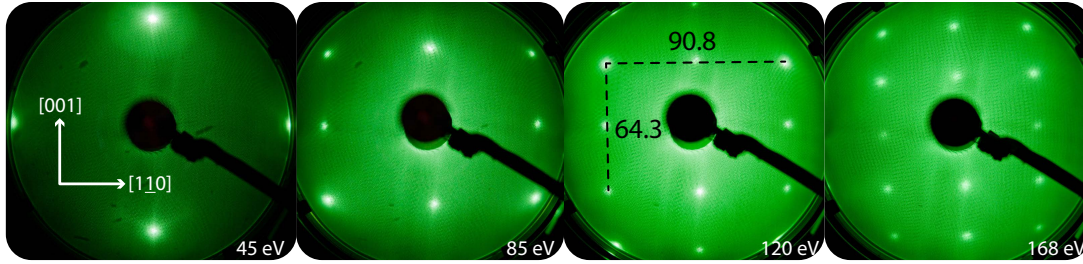
Es wurde z. B. in [Pel03] für InAs ein anisotroper g-Faktor entlang der [110] ( $g = 2.12$ ) und [110] ( $g = 2.33$ ) Richtungen berichtet. Dies zeigt die Wichtigkeit der Untersuchung entlang verschiedener kristallographischer Richtungen, welche mit  $\langle 110 \rangle$ -Orientierungen vollständig untersucht werden können, da auch die [111]-Richtung in der Filmebene zugänglich ist. Jedoch soll hier darauf hingewiesen werden, dass durch das minderwertige epitaktische Wachstum und eine eventuelle starke uniaxiale Anisotropie die Eigenschaften der dünnen Filme nicht zwingend mit denen des volumenartigen Materials gleichzusetzen sind.



**Abbildung 4.38:** Schematische Darstellung der kristallographischen Richtungen bei einer (110)-Orientierung. Schneidet man den Kristall (I) senkrecht zur (110)-Richtung, erhält man die in Blau, Rot und Grün dargestellten Richtungen innerhalb der Oberflächenebene und damit alle drei kristallographischen Hauptrichtungen (II). Es ist hier  $\beta = 34.26^\circ$  und  $\gamma = 54.74^\circ$ . Rechts (III) ist der Fall für ein fcc-Gitter gezeigt, bei dem sich nur in dieser Schnittebene betrachtet die Nächsten-Nachbar-Abstände durch das flächenzentrierte Atom (gelb) im Vergleich zu dem einfach kubischen Fall ändern.

### 4.3.2 Strukturelle und chemische Untersuchung

Die Oberflächenbeschaffenheit und Orientierung der Substrate und des Filmes wurden mit Hilfe von LEED charakterisiert. Da die Auswertung im Falle der (110)-Oberflächen einer Zinkblendestruktur nicht direkt intuitiv ist, soll diese hier kurz diskutiert werden. Das LEED-Bild 4.39 zeigt Aufnahmen bei vier unterschiedlichen Energien 45, 85, 120 eV und 168 eV. Die Abstände der Reflexe in der [100]-Richtung und [110]-Orientierung sollten sich um einen Faktor  $\sqrt{2}$  unterscheiden, so dass [110] den größeren Reflexabstand zeigt, wie es auch im LEED-Bild zu sehen ist. Dies sollte im vom LEED abgebildeten reziproken Raum jedoch genau umgekehrt sein; die Auflösung des Problems ist in Abbildung 4.38 gezeigt und soll im Folgenden erläutert werden.



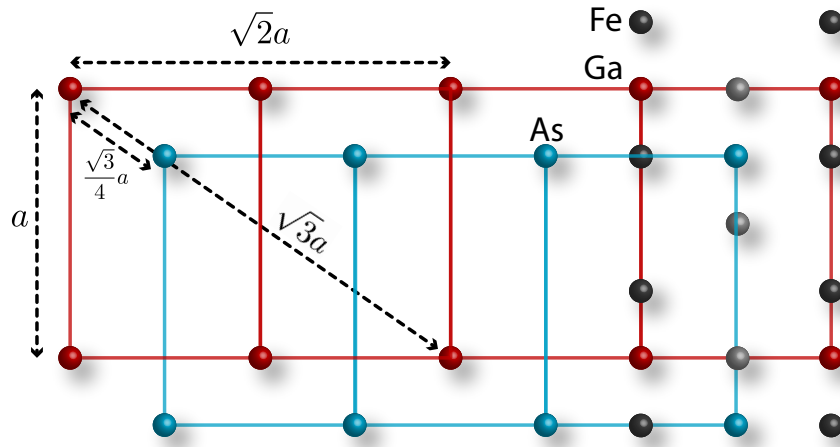
**Abbildung 4.39:** Ein typische *LEED*-Bilderreihe von *GaAs(110)*, bei 45 eV – 168 eV Primär-energie aufgenommen. Es ist deutlich zu erkennen, dass keine Rekonstruktion zu beobachten ist. Das Seitenverhältnis beträgt 1 : 1.412. Die Bemaßung ist in willkürlichen Einheiten. Die Beschriftung der Kristallrichtungen wird im Text begründet. Das Bild bei 168 eV ist aus einer anderen Serie entnommen.

*GaAs* wächst in der Zinkblende-Struktur, also in zwei zueinander versetzten *fcc*-Gittern. Wie in Abbildung 4.38(III) gezeigt, liegt bei einem Schnitt zum Erhalten der (110)-Ebene das flächenzentrierte Atom genau in dieser Schnittebene.

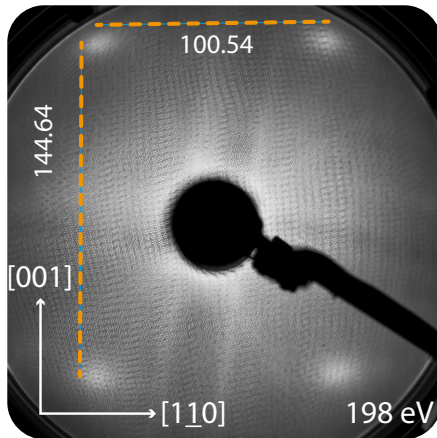
Das Verhältnis der Seitenlängen nächster Nachbarn ist im einfach kubischen Fall  $1 : \sqrt{2}$  und im *fcc*-Fall  $1 : \sqrt{2}/2 = 1 : 1/\sqrt{2}$ . Dies ergibt sich aus dem *LEED*-Bild bei 120 eV in Abbildung 4.39 zu  $90.8/64.3 = 1.412 \pm 0.005$ , welches nur um 0.15% vom theoretischen Wert abweicht und innerhalb des Fehlerbalkens von 0.5% liegt. Die Untergitter von *Ga* und *As* sind in alle drei Raumrichtungen um  $1/4$  der Gitterkonstante verschoben, der Nachbarabstand entlang der [111]-Richtung ist also nach Pythagoras  $\sqrt{3}/4 \cdot a$ . Da dieser Abstand jedoch ein Kehrwert eines natürlichen Vielfachen der Einheitszellen-Diagonalen mit  $\sqrt{3}a$  ist und kein ganzzahliges oder rationales Vielfaches ist, erzeugt dieser Abstand keine Zwischenpeaks. Stattdessen ergibt sich eine Modulation der Intensität der Hauptmaxima<sup>15</sup>, indem es bei jedem vierten Hauptmaximum zu einer Überlagerung der Reflexe kommt. Zur Veranschaulichung dieser Abstände dient Grafik 4.40. Es existieren weitere, hier jedoch nicht beschriebene Abstände, die durch Überlagerung von dem erwähnten Vektor und denen entlang der Hauptachsen dargestellt werden können.

**LEED an Fe/GaAs(110)** Auf die in Abbildung 4.39 gezeigten, an der Oberfläche atomar geordneten Substrate wurde bei Zimmertemperatur *Fe* aufgedampft. Grafik 4.41 zeigt das *LEED*-Bild eines 10 nm dicken Eisenfilmes, der innerhalb von 70 Minuten, also mit einer Aufdampftrate von 0.14 nm/Minute, aufgedampft wurde. Wie für einen in (110)-Richtung epitaktisch gewachsenen Film erwartet, sieht man das rechteckige *LEED*-Muster mit einem Seitenverhältnis von 1 : 1.432 und damit einer Abweichung vom idealen Wert  $\sqrt{2}$  von nur 1.2%. Bei einem relativen Fehlerbalken von 4% ist hier keine

<sup>15</sup>In Grafik 4.39 ist eine Helligkeitsmodulation ab 85 eV zu erahnen.



**Abbildung 4.40:** Schematische Darstellung, warum das Zinkblende-Untergitter keine Nebenreflexe erzeugt. Das blau eingefärbte Untergitter (Ga) ist um  $1/4$  der Gitterkonstante zum As(rot) in alle Raumrichtungen verschoben, also um  $\sqrt{3}/4$  Gitterkonstanten. Die Raumdiagonale ist  $\sqrt{3}a$ . Entsprechend treffen Reflexe des Untergitters immer genau auf jeden vierten Hauptreflex entlang der Diagonalen. In Schwarz und Grau sind die erste und zweite Lage der aufgedampften Fe-Atome dargestellt.

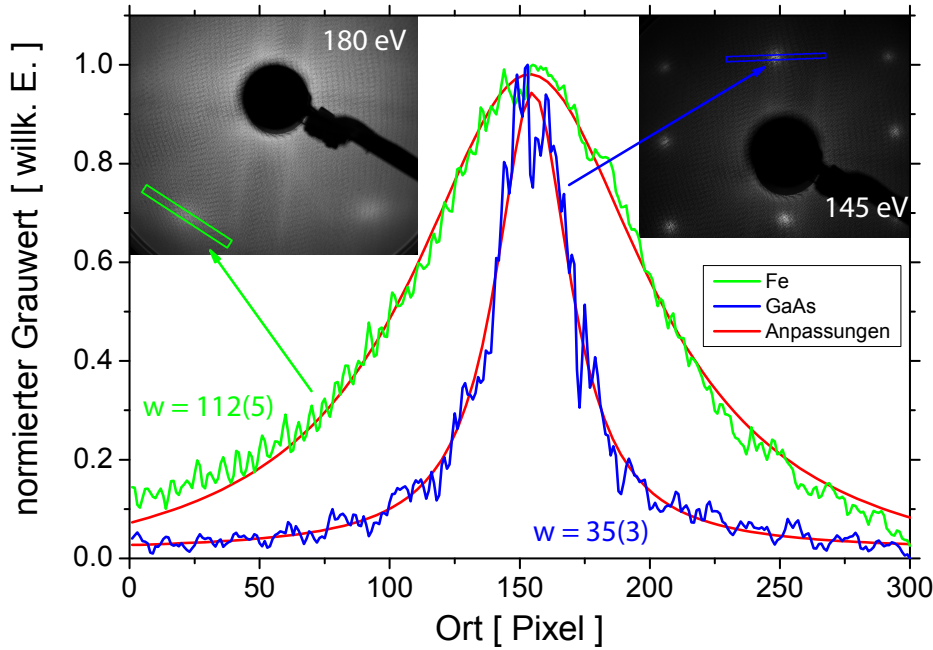


**Abbildung 4.41:** LEED-Bild eines 10 nm Fe/GaAs(110) Filmes mit einem Seitenverhältnis von 1 : 1.432. Die orange gestrichelten Linien geben die Bemaßungen an, welche nachträglich zum Erhalt der Sichtbarkeit der Reflexe verschoben wurden. Das Bild wurde unter Kontrastanreicherung in schwarz/weiß umgewandelt. Das Moiré-Muster entsteht durch Schattenwürfe der verschiedenen Gitter, die in der LEED-Apparatur eingebaut sind.

signifikante Abweichung von der Theorie zu beobachten. Der Fehlerbalken ist auf Grund des diffusen und kontrastärmeren LEED-Musters fast eine Größenordnung schlechter als für das reine GaAs-Substrat. Es resultiert aus der Kombination mit den GaAs-LEED-Bildern ein Wachstum von Fe in derselben Kristallrichtung wie das GaAs-Substrat  $\langle 100 \rangle \text{Fe} \parallel \langle 100 \rangle \text{GaAs}$ . Insgesamt ist jedoch anzumerken, dass das Kontrastverhältnis im Vergleich zum Substrat deutlich geringer ist. Hierzu wurden Amplitudenprofile mit Hilfe der noch nicht kontrastangereicherten Digitalphotos der LEED-Reflexe erstellt,



über mehrere Pixel in der Breite gemittelt und auf 0 bis 1 normiert. Bei der Auswahl des betrachteten **LEED**-Reflexes und der zu mittelnden Breite wurde auf die geringste Halbwertsbreite geachtet. Hierzu wurde ein Labviewprogramm geschrieben, welches noch während der graphischen Auswahl zeitgleich das entsprechende Amplitudenprofil zeigt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.42 gezeigt, wo der Grauwert in Abhängigkeit von der Pixelnummer aufgetragen ist.



**Abbildung 4.42:** Zwei Amplitudenprofile von einem *Fe*- bzw. *GaAs*-**LEED**-Reflex. Die Halbwertsbreite beträgt  $112 \pm 5$  für *Fe* bzw.  $35 \pm 3$  für *GaAs*. Die Photos zeigen die farblich markierten Bereiche, in denen die Amplitudenprofile erstellt wurden, die hier zu sehende Skalierung der **LEED**-Bilder wurde für die Erstellung des Graphens berücksichtigt.

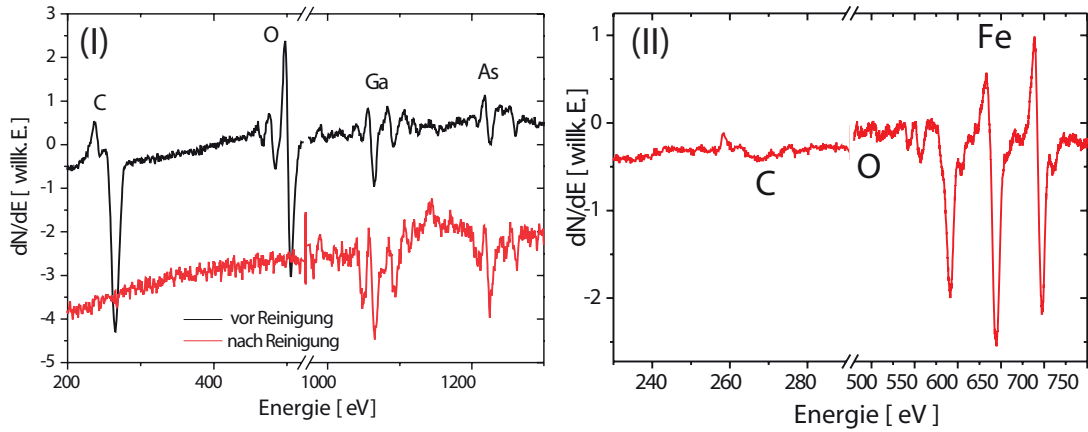
Die ausgewerteten Bereiche der **LEED**-Bild-Profilbestimmung wurden zur Minimierung eines Untergrundsignals radialsymmetrisch zum Zentrum ausgewählt, der Unterschied in der Linienbreite durch Orientierungsänderung wurde auf Grund der geringen Abweichung vernachlässigt. Die Halbwertsbreite des *Fe*-Reflexes ist mit  $112 \pm 3$  Pixeln um einen Faktor 3.2 größer als die von *GaAs* mit  $35 \pm 3$  Pixeln. Eine Korrektur der Halbwertsbreiten in Abhängigkeit von der Primärenergie<sup>16</sup> wurde hier nicht durchgeführt, da nur die Tendenz zu deutlich schlechteren **LEED**-Reflexen für *Fe* gezeigt werden sollte. In den photographischen Abbildungen sind diejenigen Bereiche farbig

<sup>16</sup>Die Breite der Verteilungsfunktion der kinetischen Energie der Elektronen könnte variieren.



markiert, in denen das Profil erzeugt wurde. Die Breite der Mittelung ist entsprechend der Reflexgröße angepasst, also für **GaAs** kleiner als für **Fe**, wodurch das Rauschen größer wird. Das **SNR** der nicht normierten Spektren beträgt für **Fe** 12 und für **GaAs** etwa 34. Mit einem Verhältnis von 2.8 der **SNR** zueinander liegt dies in der gleichen Größenordnung wie das Verhältnis der Halbwertsbreiten.

Die chemische Reinheit der Substrate und Filme wurde mit Hilfe von **AES** untersucht, wurde bereits in einer anderen Arbeit [Has09a] präsentiert und ist in Grafik 4.43 gezeigt. Die Verunreinigungen in (I) durch Sauerstoff und Kohlenstoff sind nach der Reinigungsprozedur nicht mehr zu finden. Die Unterschiede im **SNR** der **Ga**- und **As**-Signale liegen vermutlich an unterschiedlich verwendeten Primärelektronenströmen, da diese direkt in die Signalamplitude eingehen. In (II) ist kein **O** oder **C**, sondern nur **Fe** zu sehen.



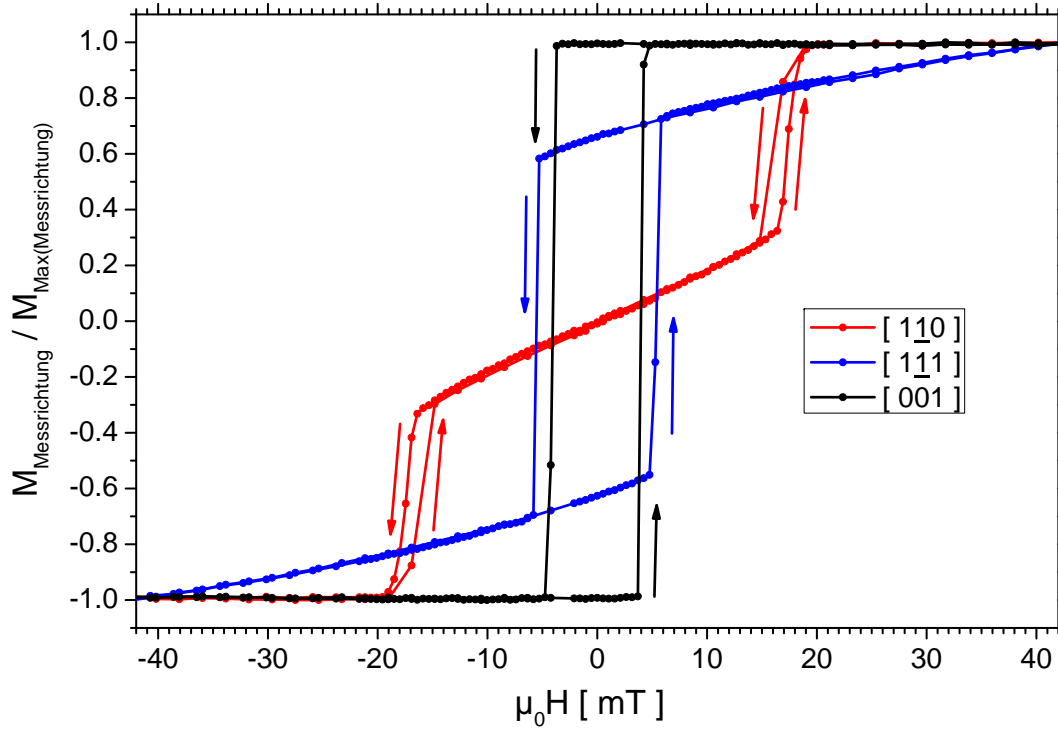
**Abbildung 4.43:** Aus [Has09a] entnommene **AES**-Spektren von neu eingebauten und gereinigten **GaAs** Substraten (I) und **Fe** (II) bei identischer Präparationsmethode. Das Signal in (I) nach Reinigung wurde zur besseren Darstellung parallel zur Ordinate verschoben. Es ist dort kein Sauerstoff oder Kohlenstoff mehr zu beobachten. In (II) sind keine Verunreinigung zu beobachten.

### 4.3.3 Hysteretisches Verhalten

An mit 3 nm **Pt** und 2 nm **Ag** abgedeckten Filmen wurden winkelabhängig Hysteresen mit Hilfe des **MOKE** in longitudinaler Geometrie aufgenommen. In  $0.5^\circ$ -Schritten wurden über einen Bereich von  $360^\circ$  Hysteresen mittels des in [Röm07] beschriebenen und in [Zak07] verwendeten Aufbaus durchgeführt. Die Messungen entlang der kristallographischen Hauptachsen werden hier beispielhaft gezeigt.

Ein typisches Verhalten entlang der kristallographischen Hauptachsen ist in Abbildung 4.44 zu sehen. Zunächst einmal ist in Schwarz die leichte  $[001]$ -Richtung mit einer

nahezu rechteckigen Hysterese dargestellt. Bei einem Koerzitivfeld von ca.  $3.9 \pm 0.2$  mT klappt die Magnetisierung nahezu schlagartig um  $180^\circ$  um, so dass das Sättigungsfeld in etwa dem Koerzitivfeld entspricht.



**Abbildung 4.44:** Hysteresen entlang der kristallographischen Hauptrichtungen von 10 nm  $\text{Fe/GaAs}[110]$ . Man beachte, dass für die im Volumenmaterial schwere  $[\bar{1}11]$ -Richtung die Probe nicht vollständig gesättigt war, aber dennoch auf  $\pm 1$  normiert wurde.

In Blau ist die für Volumenmaterial magnetisch ungünstige, schwere  $[\bar{1}10]$ -Richtung abgebildet. Sie besitzt ein Koerzitivfeld von  $5.5 \pm 0.2$  mT, während das Sättigungsfeld oberhalb von 40 mT liegt. Im Vergleich dazu zeigt die rote, also die  $[111]$ -Richtung, ein geringeres Sättigungsfeld von  $19.5 \pm 0.3$  mT. Im Gegensatz zu beiden vorangegangenen Hysteresen klappt hier die Magnetisierung noch vor Anlegen eines Gegenfeldes in eine andere Richtung, welche nicht parallel zum externen Feld liegt, um. Dieses Verhalten soll im Folgenden genauer diskutiert werden, um später die frequenzabhängigen FMR-Messungen leichter verstehen zu können.

Die qualitative Potentiallandschaft kann man sich ähnlich dem Graphen 4.45 vorstellen. Hier ist die zweite Ableitung der freien Energie zu sehen, wobei hier auch die Zeemannenergie beachtet wird. Wichtig ist, dass es in einem  $180^\circ$ -Winkelbereich

zwei Maxima und zwei Minima gibt. Die Maxima sind äquivalent, während bei den Minima zwischen lokalen und absoluten Minima unterschieden werden kann. Dies resultiert in einem metastabilen Zustand für die Magnetisierung, wenn diese entlang der  $[110]$ -Richtung liegt.

Mit dem Bild des lokalen Minimums wird nun die Hysterese entlang dieser Richtung betrachtet. Bei hohen Magnetfeldern ( $+40\text{ mT}$ ) liegt die Magnetisierung parallel zum externen Feld und parallel zur  $[110]$ -Richtung. Bei Reduzierung des Magnetfeldes gibt es nun einen Feldwert  $17 \pm 1\text{ mT}$ , bei dem das lokale Maximum so flach ist, dass die Magnetisierung in eine andere Richtung springen kann. Es existiert dann eine Gleichgewichtsrichtung, die sich zwischen einer  $\langle 111 \rangle$ - und  $\langle 100 \rangle$ -Richtung befindet. Die Magnetisierung liegt nun um den Bereich des absoluten Minimums und kann stetig mit dem Feldwert drehen.

Anschließend wird die Magnetisierung entlang des Potentialwalls gezogen, bis dieser dann bei  $-17.3 \pm 0.2\text{ mT}$  überwunden wird und die Magnetisierung parallel zur  $[110]$ -Richtung liegt.

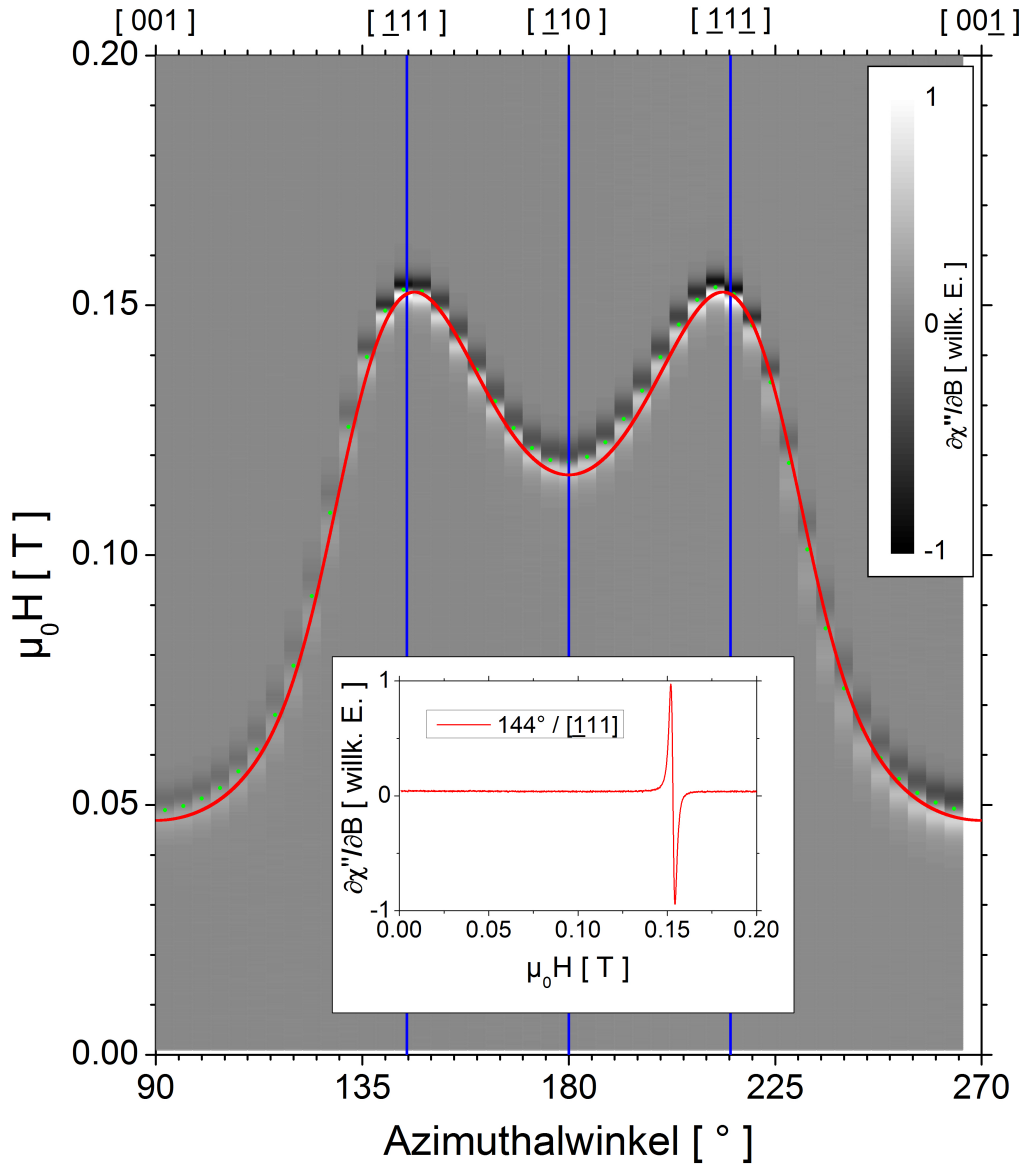
Es ist anzumerken, dass der **MOKE** jeweils nur die Komponente der Magnetisierung entlang der Messrichtung detektiert, also nur noch die reduzierte Komponente entlang der Messrichtung sichtbar ist. Eine Reduzierung des Kerrsignales bedeutet entweder Dämonenbildung oder eine nicht parallel zum angelegten Feld orientierte Magnetisierung, wie es in den gezeigten Hysteresen der Fall ist.

Das qualitative Verhalten entspricht sehr gut dem aus der Literatur [[Pri82](#)] bekannten. Zusätzlich soll hier auch noch erwähnt sein, dass mit **Al** verunreinigte Filme ein nahezu identisches hysteretisches Verhalten aufweisen, während in der **FMR** eindeutig mehrere magnetische Phasen sichtbar werden, wie es im Anhang in der Dispersionsrelation in Grafik [A.9](#) gezeigt ist. Kerreffektmessungen alleine sind also nicht unbedingt ein gutes Kriterium für die Qualität eines magnetischen Filmes.

#### 4.3.4 Uniaxiale Anisotropie in der Filmebene, senkrecht zur Filmebene und kubische Anisotropie

Zur späteren Bestimmung des  $g$ -Faktors ist die vorherige Ermittlung der Anisotropiekonstanten unabdingbar. Erst die Kombination aus winkel- und frequenzabhängigen **FMR**-Messungen erlaubt eine korrekte Bestimmung von  $g$ . Die winkelabhängige Messung an einem nicht abgedeckten  $10\text{ nm Fe/GaAs}(110)$ -Film (Präparationsdokumentation in Abbildung [4.12](#)) ist in Abbildung [4.45](#) zu sehen. Dort sind die Graustufen die Messwerte, in Grün sind die ermittelten Resonanzfelder markiert und in Rot die an die Messdaten angepasste Simulation abgebildet. In dem eingefügtem Spektrum ist das auf konventionelle Weise dargestellte Spektrum entlang des  $144^\circ$ -Winkels dargestellt.

Die Winkelabhängigkeit zeigt eindeutig den Verlauf des Signales, wie man es für eine  $(110)$ -Richtung erwartet. Die kubische Symmetrie ist nicht erkennbar, genau wie man es auch von den **LEED**-Bildern her kennt, bei denen man ebenfalls den Schnitt entlang der



**Abbildung 4.45:** Winkelabhängige in situ Messungen und Simulation eines 10 nm Fe/GaAs(110)-Filmes. Jede Spalte im Graphen entspricht einem Spektrum von 0 – 0.2 T. Der Grauwert entspricht dem normierten FMR-Signal gemäß der Farbskala. Als Beispiel wird das Spektrum entlang der blauen Linie (also der  $[111]$ -Richtung) verfolgt. Bei grauen Werten ist kein Signal zu beobachten, dann steigt der Wert an (entspricht Weiß), um dann zu negativen Werten (entspricht Schwarz) zu gehen. Das dazugehörige Spektrum ist im eingefügten Bild zu sehen. Die Simulationsparameter sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

(110)-Richtung betrachtet. Das absolute Minimum liegt gleichwertig entlang der [001] und [00 $\bar{1}$ ], es liegt also eine 180°-Symmetrie vor. Demnach wäre die leichte Richtung einer eventuellen uniaxialen Anisotropie genau parallel zu  $\langle 110 \rangle$  oder  $\langle 001 \rangle$ , aber nicht zu einer der Zwischenrichtungen. Das absolute Minimum gibt hier die leichte Richtung der Magnetisierung ohne externes Feld an; dieser Zusammenhang ist unabhängig von der Lage der Maxima. Das lokale Minimum entlang der [110] bezeichnet ebenso eindeutig die mittelschwere Richtung. Auf den ersten Blick scheint das maximale Resonanzfeld die schweren Richtungen  $\langle 111 \rangle$  zu definieren. Bei genauerer Betrachtung sieht man jedoch eine leichte Verschiebung. Diese ist frequenzabhängig und zusätzlich noch durch die uniaxiale Anisotropie bestimmt. Die leichte Richtung der Magnetisierung sollte jedoch unabhängig von einem angelegten Mikrowellenfeld sein<sup>17</sup>. Dies rührt daher, dass mit der FMR die zweite Ableitung der Freien Energieoberfläche abgebildet wird. Die Lage der Maxima wird im hier gezeigten Winkelbereich im Allgemeinen mit kleineren Frequenzen näher zur [110]-Richtung verschoben werden und in leichter Richtung gibt es keine Möglichkeit, eine Resonanzbedingung zu finden.

Die Anisotropieparameter im Vergleich zur Literatur sind in Tabelle 4.3 angegeben. Die von [Höl01] vorgestellten Ergebnisse weisen ein ca. 15% kleineres, aber im Rahmen der Fehlerbalken identisches  $K_4$  bei größerer Schichtdicke auf, während in [Pri82] eine signifikante Verminderung um 30% gefunden wird. Es wird jedoch eine nominelle Schichtdicke und eine angepasste angegeben, so dass beim korrigierten Wert eine dünnere Schicht gemessen wurde, die noch mehr vom volumenartigen Verhalten abweicht. Zusätzlich ergeben die in der Literatur gemessenen Schichtdickenabhängigkeiten eine Spinreorientierung von [Höl01] bei 24 ML bzw. bei höherem Druck aufgewachsene Filme in [Pri82] bei 50 ML. Das unterschiedliche Vorzeichen in  $K_{2\parallel}$  könnte zum einen durch eine andere Definition der leichten Richtung der Magnetisierung verursacht werden. Zum anderen ist es möglich, bei Reorientierung der leichten Richtung und gleichzeitiger Änderung des Vorzeichens dieselbe Anpassung hinzubekommen, jedoch mit unterschiedlichem  $K_{2\perp}^{eff}$ . Sei  $K_{2\parallel}(0^\circ) = -K_{2\parallel}(90^\circ)$  und man setze dies in Gleichung 2.16 für die Freie Energie ein:

$$\begin{aligned}
 K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2 (\varphi - \varphi_u) &= -K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2 (\varphi - \varphi_u + 90^\circ) \\
 &= -K_{2\parallel} \sin^2 \theta (1 - \cos^2 (\varphi - \varphi_u)) \\
 &= -K_{2\parallel} \sin^2 \theta + K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2 (\varphi - \varphi_u) \\
 0 &= -K_{2\parallel} \sin^2 \theta \quad \nexists
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Diese Substitution ist also im Allgemeinen nicht zulässig und es ergibt sich dadurch ein winkelunabhängiger Offset, welcher z. B. durch Variation von  $K_{2\perp}^{eff}$  kompensiert

---

<sup>17</sup>In einer Resonanz, bei der  $M$  nicht parallel zum externen Feld orientiert ist, kann sich die mittlere dynamische Gleichgewichtsrichtung leicht ändern [Möl10], [Möl06].

werden kann. Dies würde das andere Vorzeichen und den erhöhten Wert von  $K_{2\perp}^{eff}$  in [Höl01] erklären.

	$d$ [nm]	$d$ [ML]	$K_4$ [J/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\parallel}$ [J/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\perp}$ [J/m <sup>3</sup> ]
*	10	49.3	$(40.5 \pm 2) \cdot 10^3$	$(17.1 \pm 1) \cdot 10^3$	$(9.72 \pm 0.1) \cdot 10^5$
[Mad06]	10(7)	49.3(34.5)	$(24 \pm 2) \cdot 10^3$	$(-20 \pm 1) \cdot 10^3$	$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^5$
[Höl01]	12.8	64	$(35 \pm 5) \cdot 10^3$	$(20 \pm 3) \cdot 10^3$	-

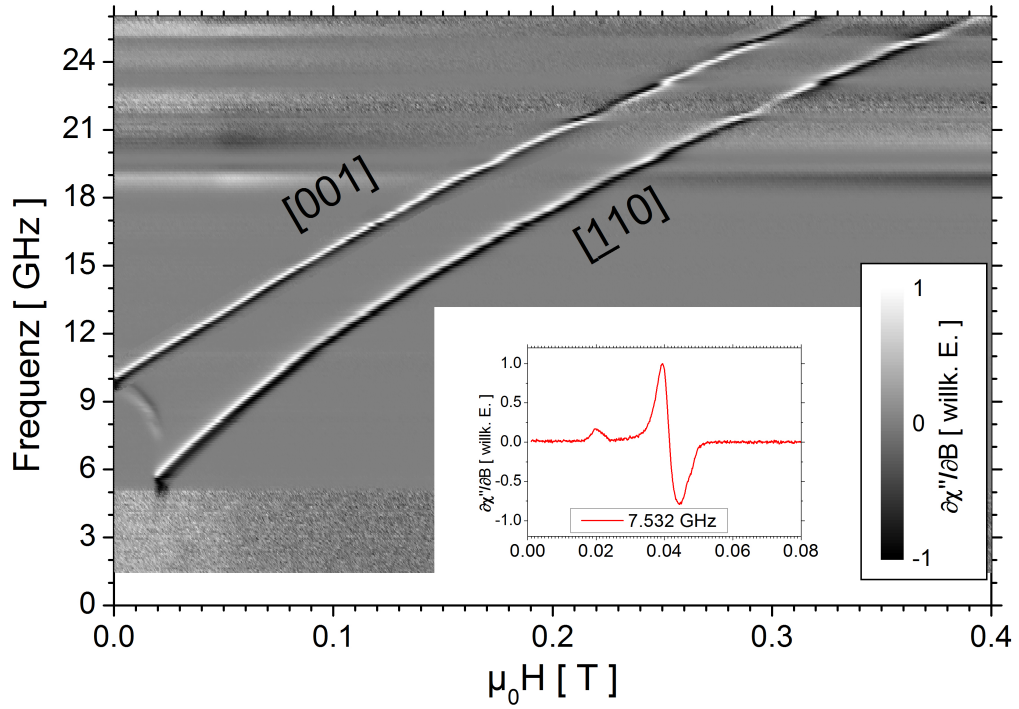
**Tabelle 4.3:** Beste mit der Frequenzabhängigkeit vereinbare Anisotropieparameter (\*: diese Arbeit) im Vergleich zur Literatur [Mad06]. Die Anzahl der Monolagen ergibt sich aus dem Interlagenabstand von 0.1435 nm und dem Faktor  $1/\sqrt{2}$  wegen der  $\langle 110 \rangle$ -Orientierung. Die eingeklammerten Werte sind die mit BLS bestimmten Schichtdicken.

Die winkelabhängige Messung alleine kann noch besser als hier gezeigt angepasst werden; jedoch ist sie dann mit der frequenzabhängigen Messung nicht vereinbar.

### 4.3.5 Dispersionsrelation

In Abbildung 4.46 sind zwei Serien von frequenzabhängigen FMR-Messungen zu sehen. Das obere, mit der Frequenz monoton steigende Signal entspricht der Messung entlang der [001]. Das untere, zur Frequenz nicht-stetige Signal entspricht den Messungen parallel zur  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Die beiden Messungen wurden mit 50% Opazität übereinandergelegt. Der Hintergrund ist im Wesentlichen durch die  $[1\bar{1}0]$ -Messung gegeben, während von den [001]-Daten nur ein kleiner Bereich um das eigentliche Signal herum überlagert wurde. Jedes einzelne Spektrum, also jede waagerechte Linie, wurde auf  $\pm 1$  normiert, da die Amplitude nur eine untergeordnete Rolle spielt und je nach Frequenz aus technischen Gründen nicht stetig variiert. So ist z. B. bei tiefen Frequenzen nur das auf  $\pm 1$  normierte Rauschen zu sehen, da kein FMR-Signal vorhanden ist und somit das Rauschen auf  $\pm 1$  skaliert ist.

Als verkleinerter Graph wurde ein Spektrum bei einer Mikrowellenfrequenz von 7.532 GHz eingefügt. Dieses entspricht genau dem entsprechenden Farbverlauf entlang dieser Frequenz im Graustufenplot. Es wird nun der Kurvenverlauf von hohen zu kleinen Feldern betrachtet. Die rote Resonanzkurve im Inset verläuft bei 0.05 T zu negativen Amplituden der Hochfrequenzsuszeptibilität, so wie in der Graustufendarstellung die Farbe zu Schwarz, also ebenfalls negativen Werten, übergeht. Entsprechend einem konventionellen FMR-Signal steigt anschließend der Wert zu positiven Werten an. Zunächst nicht verständlich ist das lokale Maximum bei 0.02 T, da es keiner typischen abgeleiteten Resonanzkurve entspricht. Der Grund hierfür ist mit Hilfe der MOKE-Messungen recht einfach zu erklären. Genau in der Resonanz dreht die Magnetisierung nicht stetig in eine andere Richtung, so dass die Resonanzbedingung nicht erfüllt werden kann. Da dies genau während der Resonanz passiert, ist nur ein Teil derselbigen mit der FMR messbar.



**Abbildung 4.46:** Dispersionsrelationen des 10 nm *Fe/GaAs*(110)-Filmes entlang der [001]- und [110]-Richtungen. Im eingefügten Spektrum ist zur Veranschaulichung der Graustufen-darstellung die Messung bei 7.532 GHz gezeigt.

Hiermit wird auch das Problem von Dispersionsrelationen, gemessen mit Hilfe der **FMR**, deutlich: Es gibt keine eindeutige  $E(k)$ -Beziehung, bzw. in den hier gezeigten Messungen handelt es sich immer um die  $k = 0$ , auch uniforme genannte Mode. In der **FMR** wird also keine konventionelle Dispersionsrelation gemessen, sondern es werden magnetische Zustände zu einer Energie gesucht, die sich genau wie in einer Dispersionsrelation beschreiben lassen. Aus diesem Grund wird auch weiterhin der Ausdruck Dispersionsrelation verwendet. Der Fall von  $k \neq 0$  kann voraussichtlich in der Dissertation von Sven Stienen [Sti12] und in [BH06] nachgelesen werden.

Auf der Ordinate ist die Frequenz  $f$  aufgetragen, die über das Plancksche Wirkungsquantum  $h$  und nach  $E = hf$  einfach in eine Energie umgerechnet werden kann. Mit dieser wird das magnetische System angeregt und es werden Zustände gesucht, die dieser Energie entsprechen. Dabei variiert man das externe Feld und damit die Energie auf der Abszisse. Diese Energie ist durch Anisotropiebeiträge nicht direkt proportional zum Feldwert und die zum Messpunkt aktuelle Lage der Magnetisierung verändert die Energieskala zusätzlich. Entsprechend kann es zu nicht stetigem Verhalten kommen, wie es bei 0.02 T für die [110]-Richtung gezeigt ist.



Bei Frequenzen oberhalb von 18 GHz ist ein signifikanter Untergrund und eine Störung in den Suszeptibilitätssignalen deutlich sichtbar. Zum einen ist die Dämpfung in den verwendeten Kabeln für diese hohen Frequenzen entscheidend größer und das absolute Signal wird kleiner, zum anderen ist die UHV-Durchführung nur bis 18 GHz spezifiziert. Oberhalb dieser Frequenz treten vermehrt Reflexionen der Mikrowelle an den Anschlüssen auf. Dadurch kann sich der Effekt der Phasenverschiebung der Mikrowelle in Resonanz stark erhöhen, wie es auch im Kapitel 4.4.4 ausführlicher beschrieben wird. Eine Verschiebung des Signales größer als dessen Linienbreite ist jedoch nicht möglich, die Linienbreite kann jedoch nur schwierig ausgewertet werden.

Das Signal ist in diesem Fall eine Überlagerung der Änderung der Absorption und der Änderung der Phase an einer Stelle im experimentellen Aufbau, an der man die Beiträge nicht separieren kann. Bei *ex situ* Messungen hat sich gezeigt, dass dieser Effekt nicht auftritt, wie es z. B. in der Dispersionsrelation im Anhang A.2 in Grafik A.1 dargestellt ist.

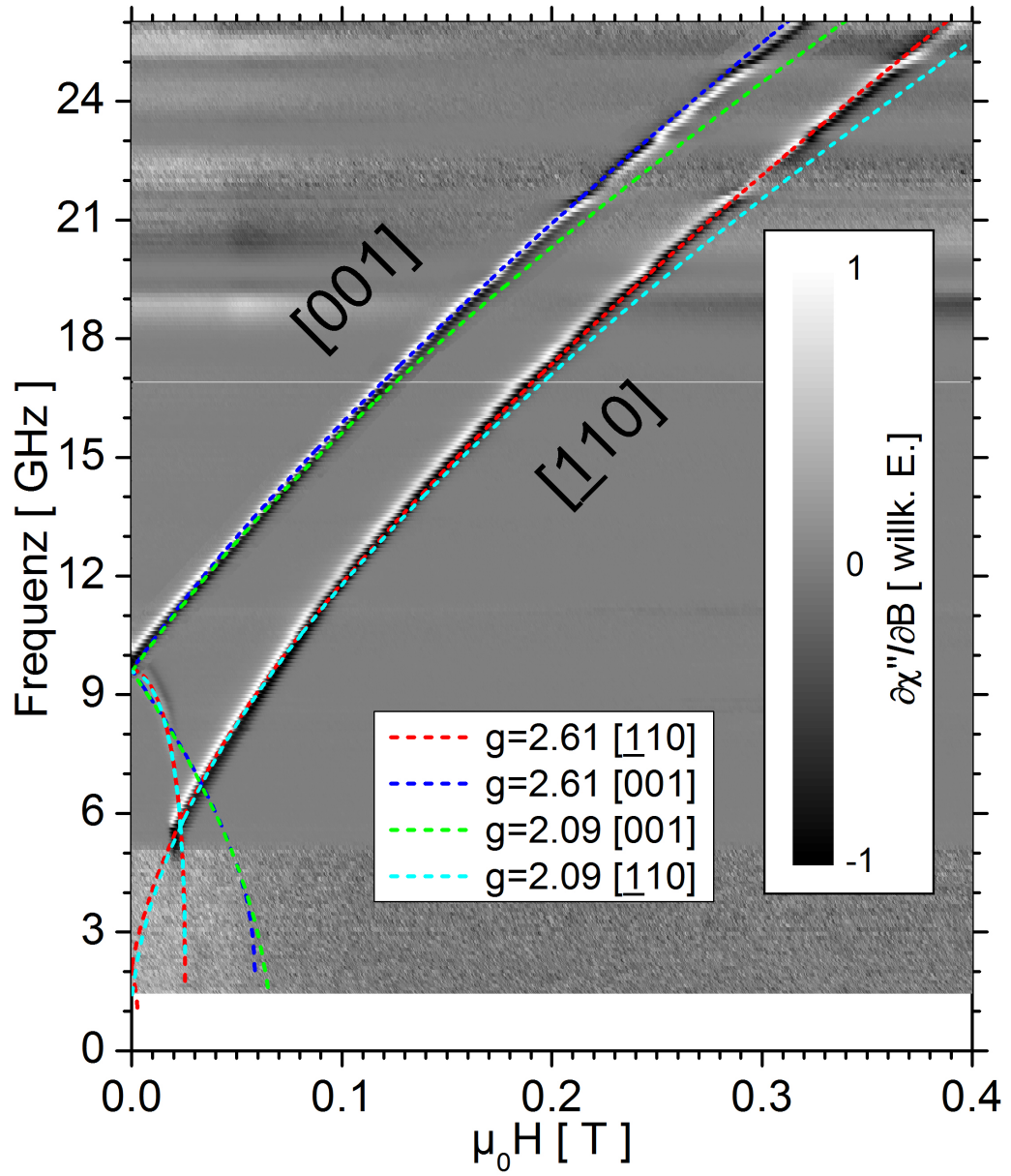
#### 4.3.6 Bestimmung des g-Faktors von Eisen

Die gängigste Methode zur Bestimmung des g-Faktors mit Hilfe der Ferromagnetischen Resonanz besteht darin, sich auf die ausgezeichneten kristallographischen Hauptrichtungen und nur die kollineare (aligned) Mode zu beschränken. Bei hinreichend großen externen Magnetfeldern liegt die Magnetisierung bei dieser Einschränkung immer parallel zum externen Feld. Die theoretischen Frequenzabhängigkeiten sind dann analytisch lösbar, jedoch werden vorhandene Messdaten wegen der Beschränkung auf kollineare Moden außer Acht gelassen und wertvolle Datenpunkte gehen verloren. Für die vorliegende Arbeit wurde das bereits in Kapitel 4.3.4 erwähnte Simulationsprogramm so erweitert, dass simultan die winkel- und frequenzabhängigen Simulationen durchgeführt werden können. Das Programm ist auf Grund der vielen Messdaten für die Verwendung von zwei Monitoren ausgelegt und in Anhang A.4.4 gezeigt. Wichtig ist hierbei, dass derselbe Parametersatz für sowohl die winkelabhängigen als auch die frequenzabhängigen Messungen verwendet wird und unter Beachtung aller Messungen die Abweichungen zwischen Simulation und Messung minimiert werden.

Es folgt aus diesen Simulationen für den g-Faktor ein ungewöhnlich hoher Wert von  $2.61 \pm 0.1$  für 10 nm Fe/GaAs(110). Die weiteren Parameter wurden bereits bei der Auswertung der winkelabhängigen Messung gezeigt. Es wurden bei der Simulation die Magnetisierung  $M$ , die Schichtdicke  $d$ , der g-Faktor, die kubische Anisotropie erster Ordnung  $K_4$ , die kubische Anisotropie zweiter Ordnung<sup>18</sup>  $K_6$ , die uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene  $K_{2\perp}$ , die uniaxiale Anisotropie in der Ebene  $K_{2\parallel}$ , die Orientierung  $\varphi_u$  dieser zur kubischen und der Dämpfungsparameter  $\alpha$  variiert. Zusätzlich wurden für die frequenzabhängigen Messungen die Winkel für die Messrichtungen und

---

<sup>18</sup>In den Grundlagen wurde dieser Term nicht beschrieben. Er stellt die nächste Ordnung der Entwicklung der kubischen Anisotropie dar und wird in anderen Schreibweisen [Mec97] auch  $K_2$  genannt.



**Abbildung 4.47:** Messung und Simulation der Linienlagen entlang zweier kristallographischer Richtungen. Gestrichelte Linien sind Simulationen bei verschiedenen  $g$ -Faktoren, aber sonst gleichen Parametern. Es existiert ein weniger abweichender Parametersatz mit  $g = 2.09$  und akzeptabler Anpassung zur Winkelabhängigkeit, jedoch soll hier der direkte Vergleich zwischen den  $g$ -Faktoren bei sonst gleichen Parametern gezeigt werden.

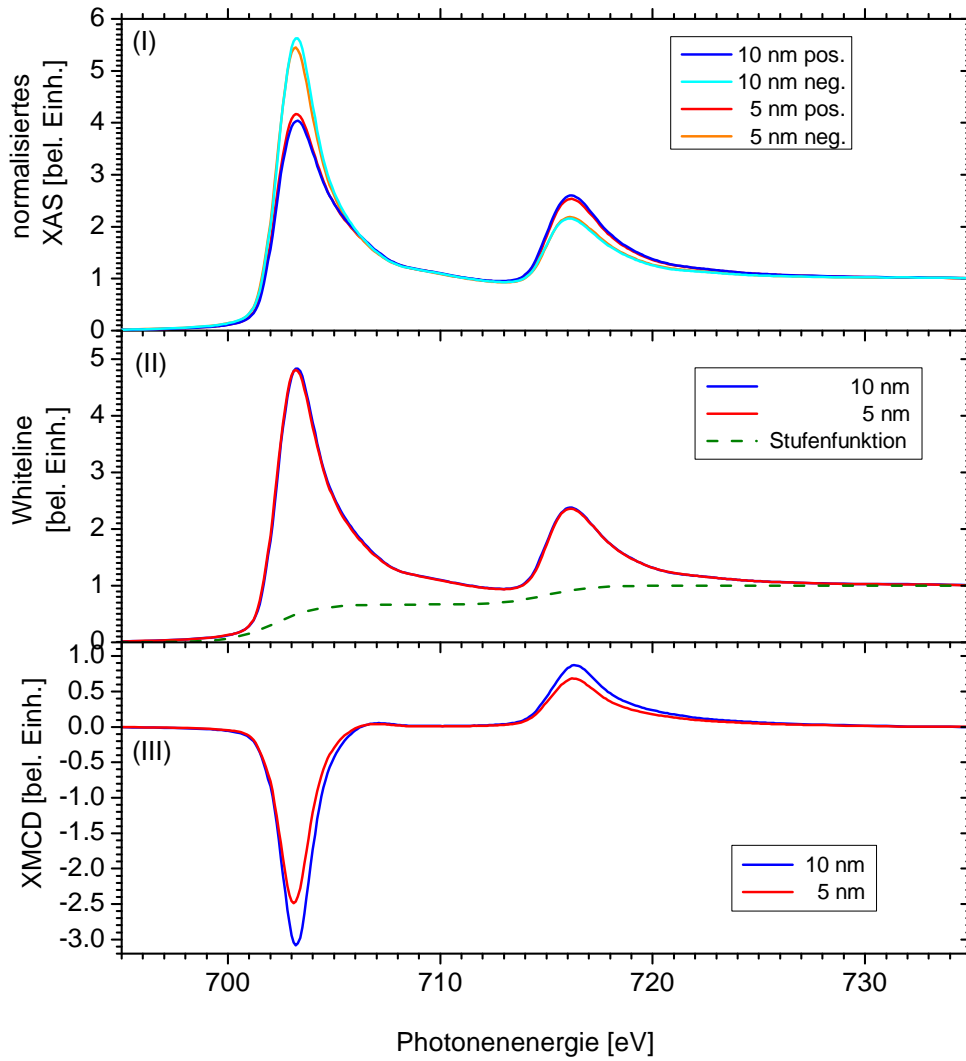
eine Verkipfung aus der Filmebene heraus modifiziert. Die bestmögliche Simulation wurde mit den genannten Parametern erzielt.

Jede winkel- bzw. frequenzabhängige Messung alleine kann besser und nahezu abweichungsfrei mit einem  $g$ -Faktor von 2.1–2.2 simuliert werden. Die jeweils andere Messung ist dann jedoch nicht simulierbar. Zur Klärung des ungewöhnlich hohen  $g$ -Faktors wurden zunächst SQUID-Messungen an einer abgedeckten 10 nm-Probe durchgeführt, da der  $g$ -Faktor durch ein weniger unterdrücktes und damit erhöhtes Bahnmoment zustande kommen könnte. Der Wert von  $g = 2.61$  entspricht für das Bahnmoment 30% des volumenartigen Wertes des Spinmomentes von Fe in der bcc-Struktur [Bon86], wenn das Spinmoment als konstant angenommen wird. Das Bahnmoment ist dann 680% größer als dasjenige vom erwarteten Volumenwert. Insgesamt wäre die Magnetisierung um 25% erhöht und mit einem SQUID leicht messbar. Mit  $M = 1.1510^6$  A/m ist das ermittelte<sup>19</sup> Verhältnis zum volumenartigen Wert jedoch 0.68 und die Magnetisierung damit deutlich reduziert. Dies könnte durch die Abdeckschicht und eine Änderung des Spinmomentes verursacht werden. Anpassungen der Simulation mit diesen reduzierten Magnetisierungswerten führten zu einem schlechteren Ergebnis, weswegen für die Magnetisierung bei den gezeigten Anpassungen der Volumenwert angenommen wurde. Um dies und den hohen  $g$ -Faktor zu untersuchen, wurden XMCD-Messungen an vor Ort – mit gleichen Parametern wie zuvor präsentiert – präparierten, nicht abgedeckten Filmen durchgeführt.

**Konventionelle XMCD-Messungen** Präparation und XMCD-Messungen nicht abgedeckter Fe-Filme wurden an dem APE-Strahlrohr am ELETTRA Synchrotron-speicherring in Triest durchgeführt [Pan09]. Aus XMCD-Spektren kann mit Hilfe der Summenregeln das Verhältnis von Bahn- zu Spinmoment leicht ermittelt werden. Unter Annahme einer volumenmaterialartigen d-Löcher-Anzahl ( $n_h = 3.49$ ) können sogar die einzelnen Spin- und Bahnmomente bestimmt werden. In Abbildung 4.48 sind die XAS-Spektren von 5 nm und 10 nm Fe/GaAs(110) in [001]-Richtung gemessen gezeigt. Unter (I) sind die Paare von Spektren mit positiver und negativer Helizität dargestellt. Der Mittelwert aus den beiden Spektren ergibt die sogenannte *Whiteline*<sup>20</sup> in (II), welche das Absorptionssignal ohne magnetische Information beinhaltet und einer Messung mit linear- oder unpolarisiertem Licht entspricht. Die einzelnen Spektren wurden so normiert, dass der Vorkantenbereich auf 0 geht und die Werte im Kantensprung auf 1 definiert sind. Für den Fall, dass die Absorption wie hier über Elektronen gemessen wird, müssen Sättigungseffekte [Nak99] berücksichtigt und korrigiert werden. Zur weiteren Auswertung werden deswegen die einzelnen Spektren bezüglich der Detektionstiefe

<sup>19</sup>Nach Abzug Diamagnetismus, Volumenbestimmung mittels Grafikprogramm für laterale Dimensionen und Schwingquartz für senkrechte Dimension. Minimale Abweichung für [110]-,  $\bar{[110]}$ - und [001]-Richtung.

<sup>20</sup>Die *Whiteline* ist eigentlich nur der Vorkantenbereich, wird hier aber als Synonym für das XAS-Spektrum mit linear polarisiertem Licht verwendet.



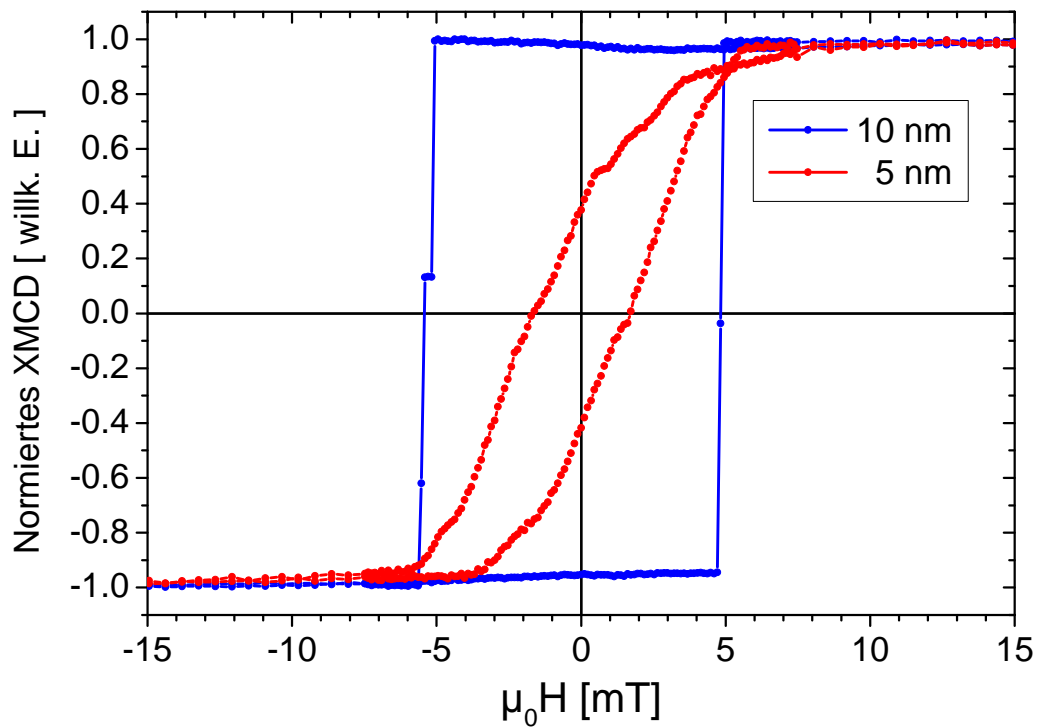
**Abbildung 4.48:** XAS-Spektren von Fe/GaAs(110). (I) zeigt die Messungen für jeweils positive und negative Helizität einer 5 nm und 10 nm Probe, nicht abgedeckt in situ in Remanenz in [001]-Richtung gemessen. (II) stellt die normalisierte „Whiteline“ dar und (III) das aus (I) resultierende Differenzsignal (XMCD).

mit Hilfe des Programmes SATEFF [Sch03] korrigiert, so dass der Vor- und Hinterkantenbereich der gemessenen Whiteline der Referenzmessung aus [Sch03] entspricht.

Die so erhaltenen Spektren werden dann voneinander subtrahiert und man erhält das konventionelle XMCD-Spektrum, wie es in (III) gezeigt ist. Zunächst erkennt man dort, dass die Amplitude für die 5 nm dicke Probe geringer ist als für die 10 nm und damit

ein reduziertes magnetisches Moment in dieser Messrichtung aufweist. Zur Erklärung wird hier die ebenfalls mit XMCD gemessene Hysterese in Grafik 4.49 abgebildet. Man erkennt anhand der Form der Hysterese, dass die leichte Richtung der Magnetisierung nicht mehr parallel zur [001]-Richtung liegt, wie es z. B. in [Höl01] beschrieben wurde. Schichtdickenabhängig findet eine Spinreorientierung statt. Die Hysterese für 5 nm wurde demnach bei einem nicht sättigenden Magnetfeld aufgenommen, so dass das reduzierte magnetische Moment lediglich darauf zurückzuführen ist, dass nur eine Teilkomponente der Magnetisierung gemessen wurde.

Zur Bestimmung der einzelnen Momente und des g-Faktors wurden zunächst die XMCD-Spektren auf den Polarisationsgrad von 90% und den Einfallswinkel  $\cos 54.7^\circ$  des Röntgenstrahles normiert. Die resultierenden Spektren sind im Graphen 4.50(I) gezeigt. Der sogenannte *Magische Winkel*  $54.7^\circ$  [Stö95] wurde gewählt, da die Summenregeln hier auch bei nicht rein kubischen Kristallstrukturen anwendbar sind.

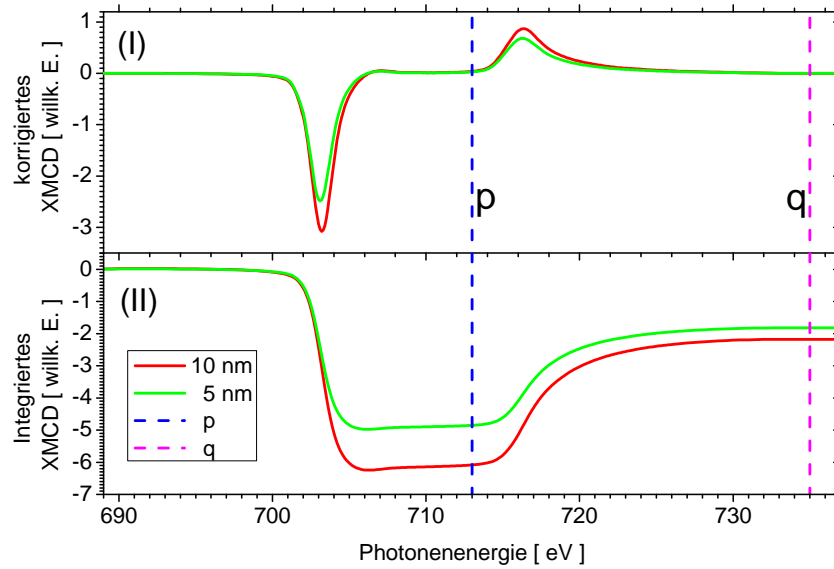


**Abbildung 4.49:** Mittels XMCD gewonnene Hysteresen in [001]-Richtung. Da die  $I_0$ -Normierung leider einen Sprung aufweist und das Signal verschlechtert, wurde hier lediglich ein linearer Hintergrund abgezogen, um die Hysterese zu schließen. Vermutlich hat sich die Strahlposition während der Messungen verändert.

Die Integrale über jeweils die  $L_2$  und  $L_3$ -Kante des XMCD-Signales stellt der Signalverlauf in Abbildung 4.50(II) dar, bei dem die verwendeten Auswertepunkte  $p$  und  $q$  mit gestrichelten Linien markiert wurden. Die Ergebnisse der Bestimmung der magnetischen Momente und des g-Faktors sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Durch die Skalierung der XMCD-Signale reduziert sich der Korrekturfaktor  $t$  auf die  $3d$ -Löcherkonzentration  $n_h = 3.49$  [Sch03] und  $r$  (vgl. Grundlagen 2.3.2 und Abbildung 4.51). Zur Bestimmung von  $r$  werden zwei Fermifunktionen mit einer Gewichtung von 2 : 1 abgezogen, wodurch die verschiedene Anzahl der Elektronen an den  $L_2$ - und  $L_3$ -Kanten berücksichtigt wird. Aus dem Gesamtintegral der *Whiteline* ergibt sich dann der Wert  $r$ .

Im Vergleich der 10 nm-Probe zum Volumenwert [Bon86] zeigt sich ein identisches Spinnmoment von  $2.08 \mu_B$ . Demzufolge ist der erhöhte g-Faktor ausschließlich auf eine Erhöhung des Bahnmomentes zurückzuführen, wie durch das gespannte Wachstum und die starke uniaxiale Anisotropie vermutet wurde. Die Auswertung mit einem Polarisationsgrad von 80% würde<sup>21</sup> zu höheren Werten des Spinnmomentes führen, jedoch  $g$  konstant halten. Da das Spinnmoment perfekt zum Volumenwert passt, wird von einer Polarisierung von 90% und einer reinen Erhöhung  $\Delta m_l = 0.13 \mu_B$  des Bahnmomentes auf  $m_l = 0.22 \mu_B$  ausgegangen. Der Wert von 90% entspricht eher dem maximal möglichen von 94% gemäß [Pan09].

<sup>21</sup>Wert gemäß privater Kommunikation Strahlrohbetreuer Piero Torelli.



**Abbildung 4.50:** Um Polarisationsgrad und Einfallswinkel korrigierte XMCD-Spektren und deren Integrale für 5 nm und 10 nm Fe/GaAs(110).

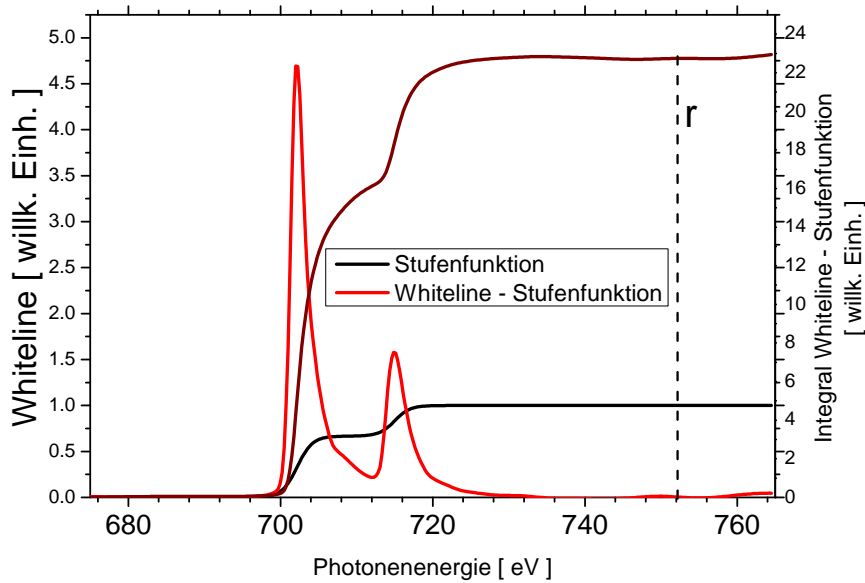
### 4.3 Ergebnisse Multifrequenzmessungen an Eisen auf GaAs(110)

$d$ [nm]	$p$	$q$	$r$	$m_{s9}$ [ $\mu_B$ ]	$m_{l9}$ [ $\mu_B$ ]	$m_{s8}$ [ $\mu_B$ ]	$m_{l8}$ [ $\mu_B$ ]	$m_l/m_s$	$m_{ges}$ [ $\mu_B$ ]	$g$
10	-6.08	-2.17	23.38	2.08	0.22	2.33	0.24	0.10	2.29	2.21
<i>Vol.</i>				2.08	0.092			0.044	2.152	2.088

**Tabelle 4.4:** Mit Hilfe der Summenregeln bestimmte magnetische Momente. Der Index 8 bzw. 9 gibt die jeweiligen Werte für einen angenommenen Polarisationsgrad von 80% bzw. 90% an. Die Unterscheidung wird hier getroffen, weil 90% ein typischer Wert ist, aber 80% von den Experimentbetreuern genannt wurde. Nicht entsprechend indizierte Werte sind vom Polarisationsgrad unabhängig. Fehlerbalken bei als jeweils korrekt angenommenen Polarisationsgraden für Momente und  $g$ -Faktor: jeweils  $0.04 \mu_B$  bzw.  $0.02$ . *Vol.*: Volumenwerte aus [Bon86].

Bei den vorangegangenen Messungen der Ferromagnetischen Resonanz ist bei quadratischer Auftragung die verbleibende Krümmung proportional zum  $g$ -Faktor [Pel03] mit:

$$\omega_{res}^2 = \left( \frac{g\mu_B}{\hbar} \right) B_{res}^2 + bB_{res} + c \quad (4.6)$$



**Abbildung 4.51:** Um Stufenfunktion korrigierte Whiteline und deren Integral. Aus dem Hub wird der Wert  $r$  bestimmt.



Hierbei stecken in  $b$  und  $c$  die Anisotropiekonstanten und  $B_{res}$  ist das Resonanzfeld bei der Kreisfrequenz<sup>22</sup>  $\omega_{res}$ . Zur g-Faktorbestimmung mittels FMR werden also stets winkel- und frequenzabhängige Messungen benötigt. Im Gegensatz zu den XMCD-Messungen können nach Gleichung 4.6 hier die einzelnen magnetischen Momente nicht separiert werden, aber dafür sind sämtliche eventuellen magnetischen Momente und nicht nur die der 3d-Bänder enthalten. Der genaue Polarisationsgrad in der gezeigten Tabelle spielt deswegen keine Rolle für den Vergleich zwischen XMCD- und FMR-Messung. Der aus den *in situ* XMCD-Messungen bestimmte g-Faktor ist mit 2.21 insgesamt deutlich erhöht, erreicht jedoch nicht die Ausmaße des *in situ* mit der FMR gemessenen von 2.61. Man muss hierbei jedoch die Oberflächenempfindlichkeit beachten [Nak99], bei der das Signal nur von den oberen 2 nm der Probe betrachtet wird. Im Gegensatz dazu misst die FMR einen über die ganze Schichtdicke gemittelten Wert. In Anbetracht der unterschiedlichen verwendeten Apparaturen und Messmethoden ist durch die XMCD-Messung ein stark erhöhter g-Faktor bestätigt.

Es wurde zwar, bei Verwendung einer unabhängigen Präparationskammer und gleicher Probenpräparation (strukturelle Überprüfung mit LEED) in Triest, ein ungewöhnlich hoher Wert für den g-Faktor auch mit XMCD gefunden, aber quantitativ stimmen diese nicht überein. Vermutlich zeigt sich hiermit, dass dieses System und die Messung von nicht abgedeckten Filmen im Allgemeinen eine erweiterte Betrachtung erfordern, da vielleicht Effekte nicht berücksichtigt wurden, die im Normalfall vernachlässigbar sind. Der g-Faktor könnte z. B. als anisotrop angenommen werden. Erste Versuche wurden hier in der Simulation implementiert, brachten aber keine besseren Ergebnisse. Eine Einbindung unter Beachtung der Änderung der anisotropen Magnetisierung<sup>23</sup> wurde dabei jedoch nicht durchgeführt und sollte für weitere Untersuchungen implementiert werden. Dies würde auch eine genaue Antwort auf die Frage nach dem anisotropen g-Faktor in Fe/InAs(001) ermöglichen, wie es in [Pel03] beschrieben wurde. Insbesondere die Möglichkeit der *in situ* Bestimmung würde hier aufklären, ob es sich um einen Grenzflächeneffekt zum Substrat oder zur Abdeckschicht handelt.

Ein wesentlicher Unterschied in den beiden Messmethoden ist außerdem das angelegte Magnetfeld: Es wird davon ausgegangen, dass Anisotropieparameter und g-Faktor in allen Feldbereichen identisch sind. Es könnte jedoch z. B. durch Magnetostriktionseffekte [DeL93] eine feldabhängige Verzerrung der Kristallstruktur stattfinden, welche bei dem ohnehin schon erhöhten Bahnmoment vielleicht einen dramatischen Effekt verursachen würde. Durch das Inselwachstum von Fe/GaAs(110) und die Abwesenheit einer moderierenden Abdeckschicht könnte solch ein Effekt vergrößert werden, so dass er bei bisherigen Proben vernachlässigt werden konnte. Die Bewegungsfreiheitsgrade der Atome werden durch eine Abdeckschicht reduziert und chemische Bindungen könnten

---

<sup>22</sup>Es wurde nicht wie in dieser Formel beschrieben eine Krümmung angepasst und daraus g ermittelt, sondern g wurde direkt über die Simulation in Abbildung 4.47 bestimmt.

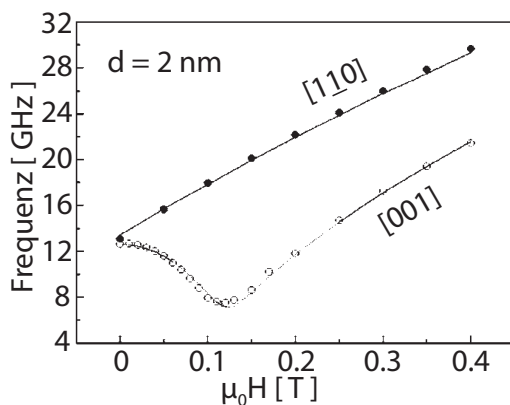
<sup>23</sup>SQUID zeigt zwar für  $|M|$  entlang  $[110]$ ,  $[100]$  und  $[001]$  keine Anisotropie, aber eine  $\langle 111 \rangle$ -Zwischenrichtung konnte nicht gemessen werden.

zusätzlich zu einer Reduzierung von Magnetostriktion führen. Da für die frequenzabhängigen Messungen das Resonanzfeld variabel ist, könnten sich während einer Messreihe die Eigenschaften der Probe über die Magnetostriktion feldabhängig verändert haben [Res11] [Hec11], so dass dies wie ein vergrößerter  $g$ -Faktor aussieht.

Ein weiterer Fehler in der Betrachtung könnte ein inhomogener Film sein. Bei den beiden Frequenzabhängigkeiten wurden vielleicht trotz aller Sorgfalt zwei verschiedene Stellen der Probe gemessen und bei der Winkelabhängigkeit könnte die Probe eine Pendelbewegung über dem Sensor vollführt haben. Eine etwaige Inhomogenität könnte z. B. durch den Aufdampfwinkel von ca.  $30^\circ$  entstanden sein.

Messungen des Netzebenenabstandes in  $[110]$ -Richtung wurden in [Has09a] mit Hilfe von energieabhängigen LEED durchgeführt und zeigen eine Gitteraufweitung senkrecht zur Filmebene, wie man es für lateral kontrahierte Strukturen erwartet [Wu00]. Die Bestimmung der Gitterkonstante des GaAs-Substrates weicht mit  $0.5657\text{ nm}$  nur um  $0.07\%$  vom Literaturwert  $0.56533\text{ nm}$  [Ada85] ab. Im Gegensatz dazu zeigt sich für das epitaktische Fe eine Gitterkonstante von  $0.2889\text{ nm}$ , während der Literaturwert  $0.2866\text{ nm}$  [Kur97] beträgt. Die relative Abweichung ist demnach  $0.8\%$  und im Rahmen der Fehlerbalken von  $0.2\%$  signifikant. Diese Verzerrungen führen zu einer Abweichung von der ideal kubischen Struktur und werden ein erhöhtes Bahnmoment zur Folge haben. Die Messungen wurden an  $10\text{ nm}$  dicken Schichten durchgeführt, jedoch werden gemäß Abbildung 2.11 nur die oberen  $2 - 3\text{ nm}$  detektiert und sind damit nur mit den XMCD-Messungen direkt vergleichbar.

**Vergleich zur Literatur und Zusammenfassung** Die BLS-Ergebnisse der Dispersionsrelation von Fe/GaAs(110) wurden aus [Mad06] entnommen und sind in Abbildung 4.52 dargestellt, um sie mit den FMR-Messung vergleichen zu können. Die auf den ersten Blick gut aussehende Anpassung der Simulation an die Messdaten entspricht bei genauerer Betrachtung den Abweichungen, wie sie in Abbildung 4.47 durch höhere Werte von  $g$  korrigiert wurden: Entlang der leichten Richtung liegen die meisten Datenpunkte



**Abbildung 4.52:** Aus der Literatur [Mad06] entnommene BLS-Messung mit Anpassung der Beschriftung. Die betrachteten Dispersionsrelationen zeigen das gleiche Verhalten wie die der FMR mit der Annahme  $g=2.1$ , die Simulationsdaten parallel  $[110]$  liegen nahezu alle unter den Messdaten.

oberhalb der Simulationsdaten. Zusätzlich ist das Minimum der Resonanzfrequenz der Simulation für die [001]-Richtung zu den Messdaten verschoben, welches nach den in dieser Arbeit gesammelten Erfahrungen einer Messung um ein paar Grad verdreht zur leichten Richtung oder nicht passenden Anisotropiewerten entspricht. Zur zitierten Grafik 4.52 ist anzumerken, dass die Messungen an einem nur 2 nm dünnen Film durchgeführt wurden, bei dem die leichte Achse der Magnetisierung parallel zur [110]-Richtung, und nicht wie im Falle der hier mit FMR gemessenen 10 nm-Probe parallel zur [001]-Richtung liegt, wie es in Kapitel 4.3.4 bereits beschrieben wurde. Da die Art der Abweichung von Simulation und Messdaten in der Literatur quasi identisch sind, bestätigt diese das hier gewonnene Ergebnis mit einem erhöhten g-Faktor. Die Daten aus [Mad06] wurden nicht reevaluiert.

Die mit einer anderen Präparationsmethode hergestellten Filme von [Pri82] wurden hingegen reevaluiert; die Messung und Simulation mit den gleichen Parametern wie in der Literatur angegeben führt problemlos zu einer sinnvollen Anpassung, wie es im Anhang A.4.4 in den Beispielbildern gezeigt ist. Die bei einem Druck von  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar und Substrattemperaturen von ungefähr 500 K aufgedampften Filme [Pri81] entsprechen, bei einem Haftungskoeffizienten von 1 und der Annahme von einer Monolage Verunreinigung pro Sekunde, einer Verunreinigung von theoretisch bis zu 15%. Die Diskrepanz zu den in dieser Arbeit formulierten Ergebnissen widerspricht also nicht einem erhöhten g-Faktor, sondern ist auf die unterschiedlichen Präparationen zurückzuführen. Es ist bekannt, dass Fremdmaterialien dazu führen können, dass Verzerrungen und Störstellen minimiert werden [Bar11].

**Zusammenfassung g-Faktor** Zusammenfassend zeigen die unterschiedlichen Messmethoden FMR und BLS die gleiche Abweichung, die in der hier präsentierten Auswertung zu einem erhöhten g-Faktor von  $2.6 \pm 0.1$  führt. Die Reevaluierung ergibt für ebenfalls mit FMR gemessenen und anders hergestellten Filme der Literatur volumenartige Werte für g. Damit ist die Abhängigkeit des erhöhten g-Faktors, wie er mit XMCD in Remanenz bestätigt wurde, nicht auf die Auswertemethode zurückzuführen. Die Messung der Gitterkonstante bestätigen eine verzerrte Struktur, die ein erhöhtes Bahnmoment zur Folge haben kann. Die Abweichung des in Remanenz mit XMCD bestimmten g-Faktors  $g = 2.21 \pm 0.02$  von dem mit FMR ( $g = 2.61 \pm 0.1$ ) wird durch Magnetostriktion nicht abgedeckt, und damit beweglicherer, Fe-Inseln erklärt.

## 4.4 Magnetische Dämpfung, Ortsauflösung und erweiterte Messtechnik

Hier soll das Spektrum der Möglichkeiten des in dieser Arbeit erstellten **FMR**-Aufbaus beschrieben werden. Kapitel 4.4.1 geht auf die Linienform ein. Die Möglichkeit, im mm-Maßstab ortsaufgelöst und an quasi beliebig großen Proben messen zu können, beinhaltet Kapitel 4.4.2. Abschnitt 4.4.3 zeigt alternative Kurzschlussstrukturen und in 4.4.4 werden Messungen mit Referenzarm präsentiert. Hier nicht dargestellt ist, dass die Kurzschlussstechnik auch für die Beeinflussung des Spin-Torque-Effektes gut zu verwenden ist [Rec11].

### 4.4.1 FMR-Linienbreiten

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Form bzw. Breite der **FMR**-Spektren nicht diskutiert. Bei Vektor-Netzwerk-Analysator (**VNA**)-Messungen der ferromagnetischen Resonanz ist die Auswertung der Linienbreite deutlich schwieriger als bei konventionellen **FMR**-Messungen. Bei **VNA**-Messungen sind die sogenannten S-Parameter (reflektive und transmittive Anteile) auszuwerten, welche nicht zwangsweise direkt proportional zu  $\chi''$  sind [Nem11]. Die Messung mit moduliertem externen Feld in der Felddomäne erleichtert hierbei die Auswertung, da sie mit konventionellen Resonatormessungen direkt vergleichbar ist.

In Kapitel 4.4.1.1 werden die *in situ* gemessenen Linienbreiten von **Fe/GaAs**(110) gezeigt. Da der frequenzabhängige Verlauf zunächst nicht gänzlich erklärbar ist, werden im Anschluss daran Simulationen zur modulationsabhängigen Linienbreite in Kapitel 4.4.1.2 gezeigt. In Kapitel 4.4.1.3 werden an strukturierten Eisensilizid-Proben *ex situ* gemessene Ergebnisse präsentiert.

#### 4.4.1.1 Linienbreiten **Fe/GaAs**(110)

Die Linienbreiten eines bisher nicht präsentierten 3 nm **Fe/GaAs**-Filmes sind im Graphen 4.53 dargestellt und sollen hier exemplarisch diskutiert werden, um die Herausforderungen bei der Auswertung darzustellen. Man beobachtet für die magnetisch mittelschwere [001]-Richtung<sup>24</sup> einen weitgehend monoton steigenden Verlauf mit einem linearen Bereich (10 – 18 GHz), welcher die Anpassung einer Steigung mit einem dazugehörigen  $\alpha = (8.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$  erlaubt. Dieser ist im Vergleich zu z. B. abgedeckten 2.3 nm **Fe/InAs**(001) um 82% erhöht [Mec04] und könnte durch das bereits erwähnte schlechtere Wachstum erklärt werden. Der inhomogene Beitrag zur Linienbreite ergibt sich zu  $\Delta B_0 = (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$  mT und weicht von dem entlang der [111]-Richtung mit  $\Delta B_0 = (1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$  mT im Rahmen des Fehlerbalkens nicht ab. Hingegen ist der gilbertartige Beitrag mit  $\alpha = (3.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$  insgesamt 20% größer als der entlang der

---

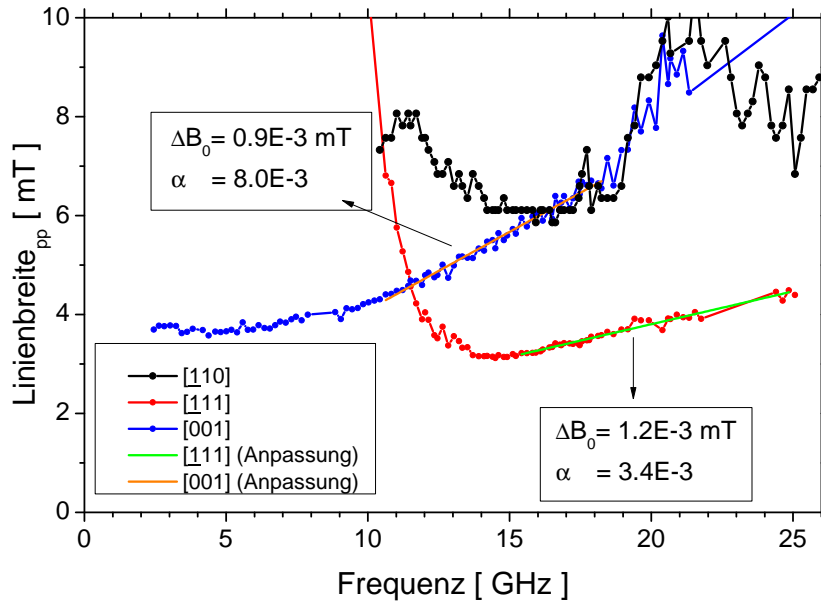
<sup>24</sup>3 nm ist vor Spinreorientierung [Höl01].

mittelschweren Richtung für Fe/InAs. Da die Kristallorientierungen nicht identisch ist, werden im Vergleich zur Referenz [Mec04] nicht die kristallographischen Richtungen, sondern durch die Einteilung in magnetisch schwere und leichte Richtungen. Für die Fe/GaAs(110)-Filme muss die  $[111]$ -Richtung nicht zwingend die magnetisch schwere Richtung sein und Dragging-Effekte könnten eine Rolle spielen.

Diese scheinbare größere gilbertartige Dämpfung kann dadurch erklärt werden, dass die Magnetisierung im Falle der leichten Richtung in eine schwere ausgelenkt werden muss. Die Anisotropie selbst trägt dazu bei, dass die Magnetisierung in die Gleichgewichtslage relaxiert. Im Gegensatz dazu hilft die Anisotropie bei einer Messung entlang der schweren Richtung, die Magnetisierung auszulenken. Da jedoch immer die gesamte Freie Energie beachtet werden muss, sollte hier jeweils die Potentiallandschaft mit Zeemanenergie in den Fokus genommen werden. Wenn der beschriebene Effekt einen Einfluss haben sollte, dann würde dieser von der Krümmung der Potentiallandschaft abhängen. Es ist damit nicht gemeint, dass es einen anisotropen Gilbertbeitrag gibt, sondern dass es einen weiteren gilbertartigen Beitrag geben könnte.

Die Linienbreite der FMR in der Frequenzdomäne wird durch

$$\Delta\omega_{FWHM} = \frac{\gamma\alpha}{M_S} \left( F_{\theta\theta} + \frac{1}{\sin^2\theta} \cdot F_{\varphi\varphi} \right) \quad (4.7)$$



**Abbildung 4.53:** FMR-Linienbreiten der kristallographischen Hauptrichtungen und deren Anpassung.  $\alpha$  ist der Gilbertbeitrag und  $\Delta B_0$  der Beitrag durch Inhomogenitäten und entspricht dem  $y$ -Achsenabschnitt.

beschrieben [Von66]. Diese kann auf die Linienbreite  $\Delta B$  bei feldabhängigen Messungen (konstante Mikrowellenfrequenz) umgerechnet werden:

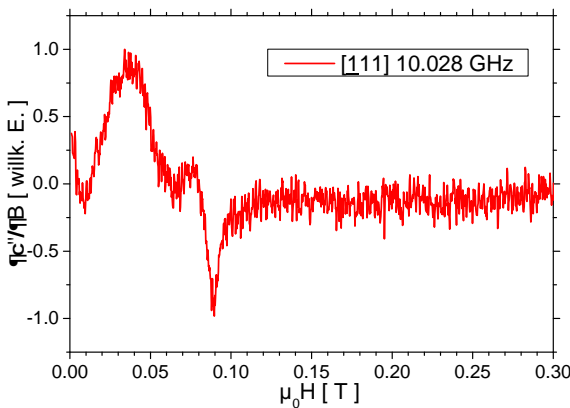
$$\Delta B_{FWHM} = \left[ \frac{d\omega}{dB} \right]^{-1} \Delta\omega_{FWHM} \quad (4.8)$$

Hierbei muss das Totale Differential wie folgend gebildet werden, da die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung  $(\theta, \varphi)$  wiederum vom externen Feld abhängt:

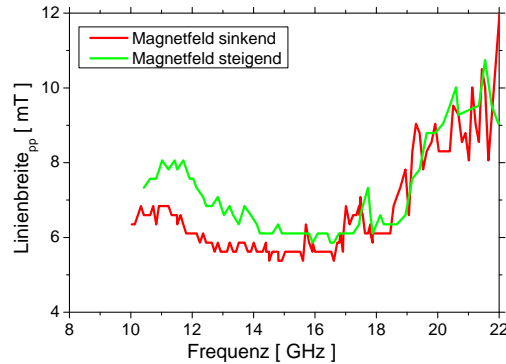
$$\frac{d\omega(\theta_B, \theta, \varphi)}{dB} = \frac{\partial\omega(\theta_B, \theta, \varphi)}{\partial B} + \frac{\partial\omega}{\partial\theta} \frac{\partial\theta}{\partial B} + \frac{\partial\omega}{\partial\varphi} \frac{\partial\varphi}{\partial B} \quad (4.9)$$

Die beiden rechten Terme werden im allgemeinen vernachlässigt, jedoch könnte es sein, dass diese bei großen Anisotropien (hier ist die uniaxiale Anisotropie in der Filmebene halb so groß wie die Kristallanisotropie) doch berücksichtigt werden müssen. Dies konnte aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht geklärt werden. Alternativ könnten die unterschiedlichen Wachstumsbedingungen der verglichenen Filme in dieser Arbeit und aus [Mec04] eine Änderung des Gilbertbeitrages verursachen, wie es in [Mec04] beschrieben wird.

Die nicht linearen Bereiche können durch zweierlei Effekte erklärt werden – durch Übermodulation gemäß Kapitel 4.4.1.2 oder durch Domänenbildung bei kleinen Magnetfeldern. Dazu ist in Abbildung 4.54 ein Spektrum bei 10 GHz und kleinen Feldern entlang der schweren Richtung der Magnetisierung gezeigt. Man sieht dort ein Spektrum mit zwei Resonanzkurven, welche zwei Domänenbereichen entsprechen können. Die hier klar trennbaren Linien können in einem anderen Frequenzbereich zu einer scheinbaren Linienverbreiterung führen. Dies wird umso deutlicher, wenn man die mittelschwere [001]-Richtung (blau in Abb. 4.53) betrachtet. Bei größeren Magnetfeldern, aber gleicher Frequenz im Vergleich zu den anderen Richtungen tritt kein Doppelsignal auf. Da Domänenbildung ein nicht instantan auftretender Prozess ist, sondern je nach betrachtetem System auch mehrere Sekunden andauern kann, sollte die Aufnahmedauer



**Abbildung 4.54:** 3 nm *Fe/GaAs*(110) in  $[111]$ -Richtung gemessen. In der magnetisch schweren  $[111]$ -Richtung spaltet das *FMR*-Signal in eine Doppellinie auf wenn die verwendete Mikrowellenfrequenz unter 15 GHz liegt bzw. die für die Resonanz benötigten externen Feldern gegen 0 gehen.



**Abbildung 4.55:** Der Unterschied in der Linienbreite für steigendes und sinkendes externes Magnetfeld während der Aufnahme eines FMR-Spektrums ist anhand der beiden Kurven dargestellt.

eines FMR-Spektrum die Linienbreite beeinflussen. Statt der Variation der Zeit kann auch die zeitliche Änderung des Feldes umgedreht werden, also bei hohen Magnetfeldern beginnend gemessen werden um den Einfluss der Hysterese zu betrachten. Der daraus resultierende Unterschied ist in Grafik 4.55 gezeigt. Grün ist der Verlauf für konventionelle Messungen mit steigendem Feld, Rot der Verlauf für reduzierende Felder. Ab einer Mikrowellenfrequenz von 16 GHz ist eine signifikante, um 20% reduzierte Linienbreite für fallende Felder zu erkennen. Um die Signalintensitäten zu vergleichen wurden sämtliche Datenpunkte je steigender / sinkender Messreihe gemittelt und die Standardabweichung bestimmt. Je größer die einzelnen Signalintensitäten der Spektren, desto größer sollte die Standardabweichung sein. Diese (und damit die mittlere Signalintensität) ist bei sinkendem Magnetfeld 21% größer als bei steigendem Magnetfeld. Dies bestätigt die Annahme, dass Domänenbildung eine Rolle spielt: Mehr Bereiche die noch in Richtung des externen Magnetfeldes zeigen tragen zum FMR-Signal bei und erhöhen somit die Signalintensität.

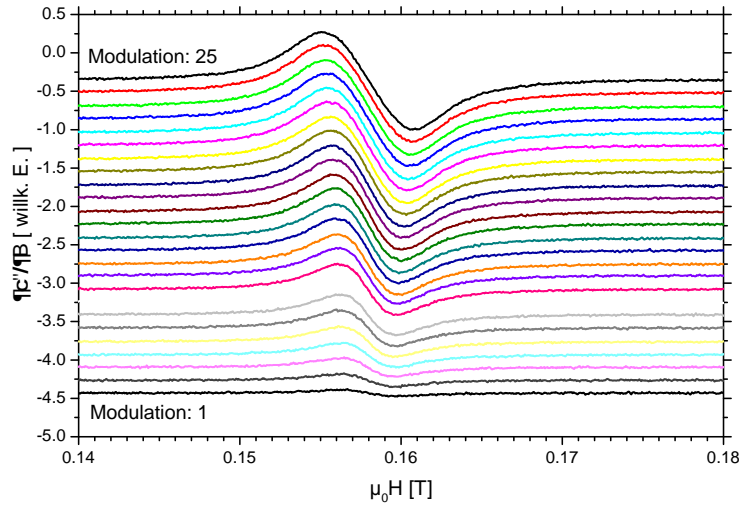
Die Domänenbildung hat somit einen erheblichen Einfluss auf die Linienbreite und Signalamplitude, jedoch erklärt sie nicht die Krümmung für die mittelschwere Richtung, wie sie auch bei anderen Messungen in Kapitel 4.4.1.3 beschrieben wird.

#### 4.4.1.2 Linienbreitensimulation in Abhängigkeit von der Modulationsamplitude

Es zeigte sich in dem vorangegangenen Kapitel eine Zunahme der Linienbreite zu niedrigeren Messfrequenzen. Zur Erklärung wurden modulationsabhängige Messungen, wie in Abbildung 4.56 zu finden, durchgeführt. Man sieht eine deutliche Abnahme der Signalamplitude und eine Vergrößerung der Linienbreite mit der Modulationsamplitude. Für eine Kalibrierung mit Hilfe von DPPH war der Aufbau zu diesem Zeitpunkt nicht sensitiv genug. Die Kalibrierung kann nicht rückwirkend nachgeholt werden, da die DPPH-Messungen an einem anderen Aufbau durchgeführt wurden.

In Grafik 4.57 ist die Peak-To-Peak-Linienbreite über der Modulationsstärke aufgetragen. Bei hohen Modulationsamplituden ist die Linienbreite proportional zur Modulationsamplitude. Bei bekannter Linienbreite kann hiermit die Modulation kalibriert





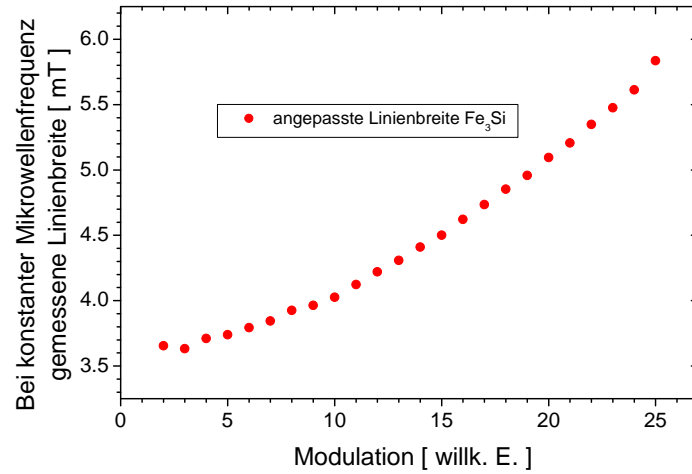
**Abbildung 4.56:** Messungen bei verschiedenen Modulationsamplituden an einer 20 nm  $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ -Schicht. Von oben nach unten nimmt die Modulation stetig ab. Die Modulation ist in willkürlichen Einheiten angegeben. Messungen wurden bei 12.175 GHz und 12 dBm durchgeführt.

werden [Den06]. In diesem Fall wäre aber eine noch höhere Modulation nötig, um eine sinnvolle Kalibrierung durchführen zu können.

Im Experiment wird die Modulation jedoch nicht variiert, sondern konstant gehalten. In Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz ändert sich jedoch die Linienbreite selbst und demnach die relative Modulationsstärke. Um dies zu simulieren, wurde ein Programm geschrieben, welches numerisch das FMR-Signal gemäß dem Experiment berechnet. Bei konstanter Modulation wird linear die Linienbreite erhöht und für jede Modulationsstärke das Spektrum berechnet. Zur Berechnung wird um das betrachtete statische Feld herum über einen vollen Sinus integriert. Bei der Integration wird der Betrag des Sinus mit der Modulationsamplitude und dem Wert einer idealen Lorentzlinie an diesem Feldwert multipliziert. Dies entspricht der ersten Fourierkomponente und dem theoretisch gemessenen Lock-In-Signal.

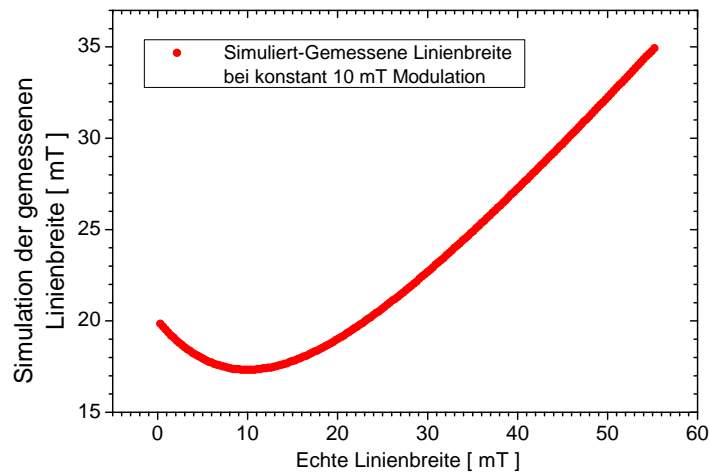
Die resultierenden Spektren werden mit der üblichen Auswertesoftware angepasst und die simulierte Linienbreite in Abhängigkeit von der echten aufgetragen. Dies ist in Grafik 4.58 gezeigt. Man erkennt deutlich den ungewöhnlichen Linienbreitenverlauf mit einem Minimum der Linienbreite bei hier 10 mT Linienbreite, welches zumindest in diesem Fall genau der Modulationsstärke entspricht.

Genau diese Art des Verlaufes wurde öfter beobachtet (z. B. in Abbildung 4.60) und konnte bis dahin nicht erklärt werden. Zusätzlich kann Domänenbildung bei niedrigen



**Abbildung 4.57:** Linienbreiten der angepassten Spektren. Das Verhalten entspricht dem erwarteten Anstieg [Jia01], welcher bei starken Übermodulationen in eine lineare Abhängigkeit übergeht. Probe: 20 nm  $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$  bei 12.175 GHz, 12 dBm gemessen.

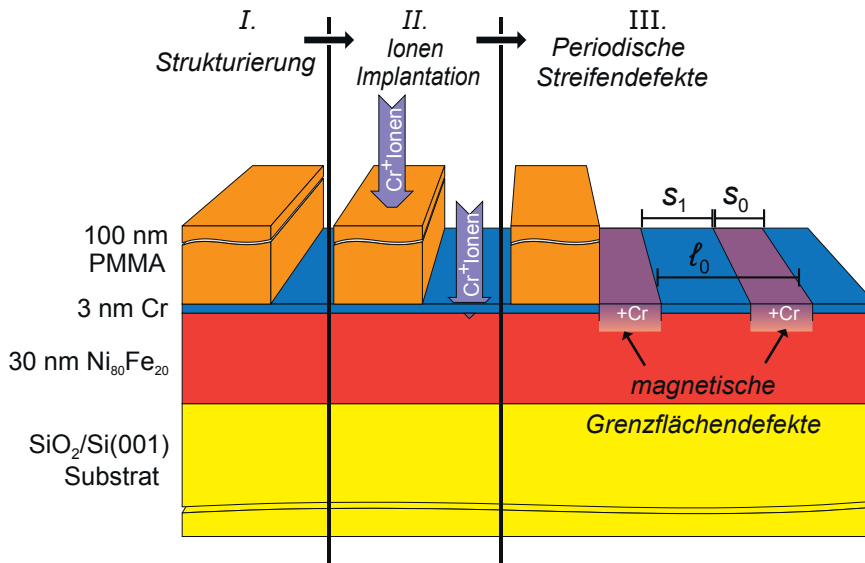
Resonanzfeldern zu einer Aufspaltung in zwei Resonanzlinien führen, welches eine scheinbare Linienbreitenerhöhung bei kleineren Mikrowellenfrequenzen zur Folge hat.



**Abbildung 4.58:** Simulation der durch die Messtechnik resultierenden Linienbreite in Abhängigkeit von der realen Linienbreite. Die untypisch großen Modulationsamplituden sind aus numerischen Gründen gewählt.

#### 4.4.1.3 Linienbreiten lateral strukturierter Proben

**Probenstruktur** Die in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Dämpfungsmechanismen greifen nur bedingt bei lateral periodisch strukturierten Proben. Die Gilbertdämpfung ist zwar im Allgemeinen homogen, aber Zweimagnonenstreuung kann auf Grund der verschiedenen Randbedingungen und anisotropen Defektstrukturen ebenfalls anisotrop sein. Zum Nachweis des Störstelleneinflusses auf die Zweimagnonenstreuung wurden lateral strukturierte Py-Filme hergestellt (Schema in Abbildung 4.59), wie es in [Fol03] [Fas08] gezeigt wurde. 30 nm dicke Py-Filme wurden auf natürlich oxidierte Si(001)-Substrate polykristallin auf einer Fläche von  $1 \cdot 1 \text{ mm}^2$  aufgewachsen und anschließend mit 3 nm Cr vor Oxidation geschützt.



**Abbildung 4.59:** Schematische Darstellung der Probenstruktur. Auf Py-Filme werden mit EBL Streifen geschrieben, abgelöst und anschließend das Py mit Cr<sup>+</sup> dotiert. Die Magnetisierung ist dadurch periodisch reduziert, und es werden Dipolfelder erzeugt. Grafik aus [Bar11].

Auf diese Filme wurde *ex situ* eine 100 nm dicke PMMA aufgetropft, geschleudert (spin coating) und mit Elektronenstrahlolithographie Streifenstrukturen unterschiedlichen Abstandes geschrieben. Das Verhältnis von Breite zu Abstand wurde dabei konstant gehalten. Die Länge dieser Streifen entspricht den lateralen Dimensionen der Py-Schicht mit 1 mm. Nach dem Ablösen der geschriebenen Strukturen wurden Cr<sup>+</sup>-Ionen bei einer Energie von 5 kV und einer Fluenz<sup>25</sup> von  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  implantiert. Diese bleiben, wie Simulationen mit TRIDYN [Möl88] gezeigt haben, im PMMA-Lack und dringen nicht in die magnetische Schicht. An den nicht mit Lack geschützten

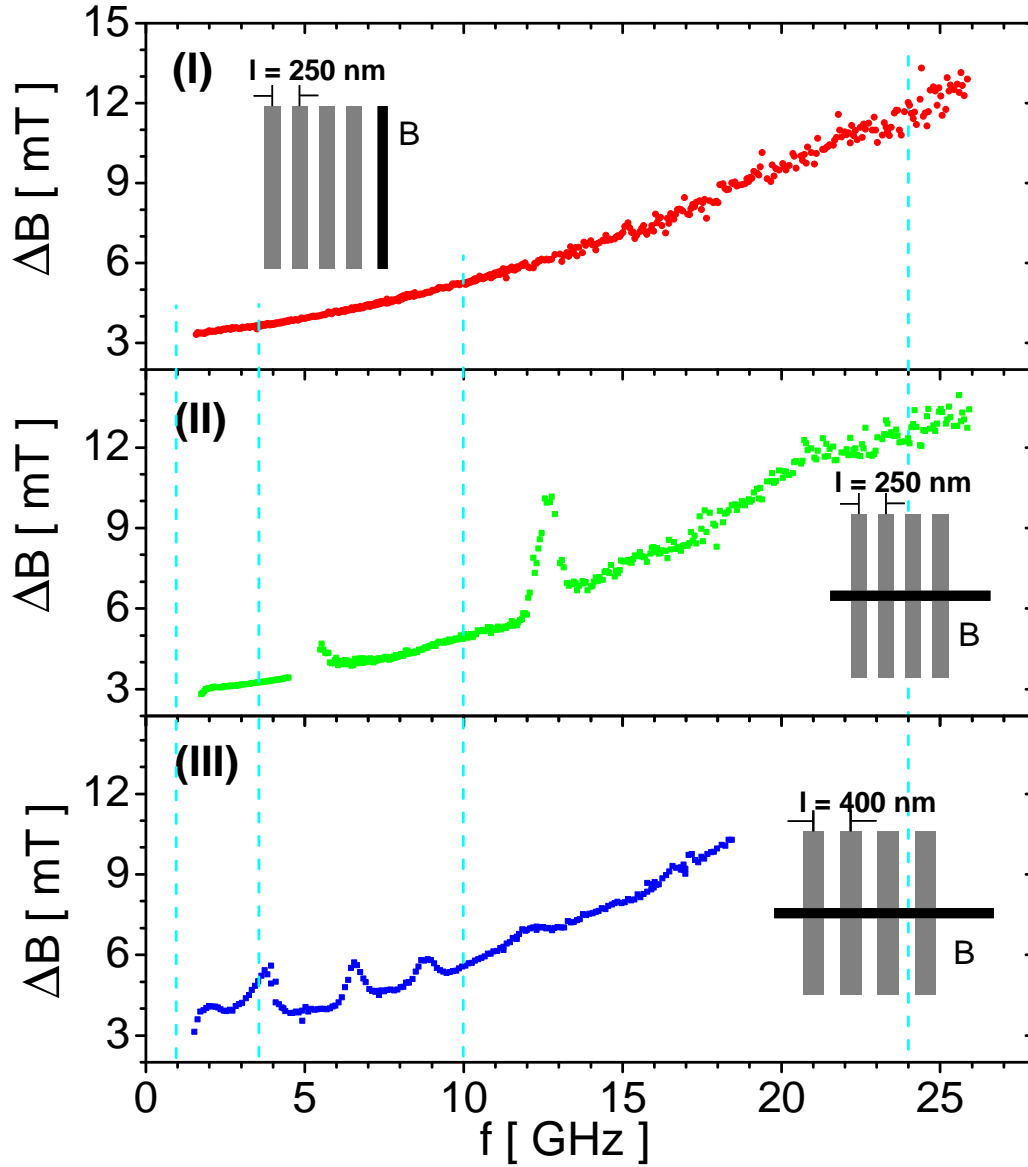
<sup>25</sup>Gesamtzahl der Teilchen pro Fläche.

Stellen werden  $\text{Cr}^+$ -Ionen bis zu 7 nm tief ins Py implantiert. Dies verursacht eine lokale Variation der Magnetisierung [Fas06] [Ran07], aber nur einen geringen strukturellen Defekt von 1.5 nm tiefen Gräben, die durch die Ionen abgetragen wurden. Diese strukturierten und auch unstrukturierten Filme weisen einen geringen uniaxialen Anisotropiebeitrag von  $K_2/M < 0.02 \text{ mT}$  auf. Die Variation der Magnetisierung erzeugt Dipolfelder aus den ionenimplantierten Strukturen. Zum Vergleich werden in [Mec06] und [Bar10] Beiträge zur Linienbreite durch die Strukturierung gezeigt, bei denen lediglich ein uniaxialer Beitrag in der Winkelabhängigkeit betrachtet wurde.

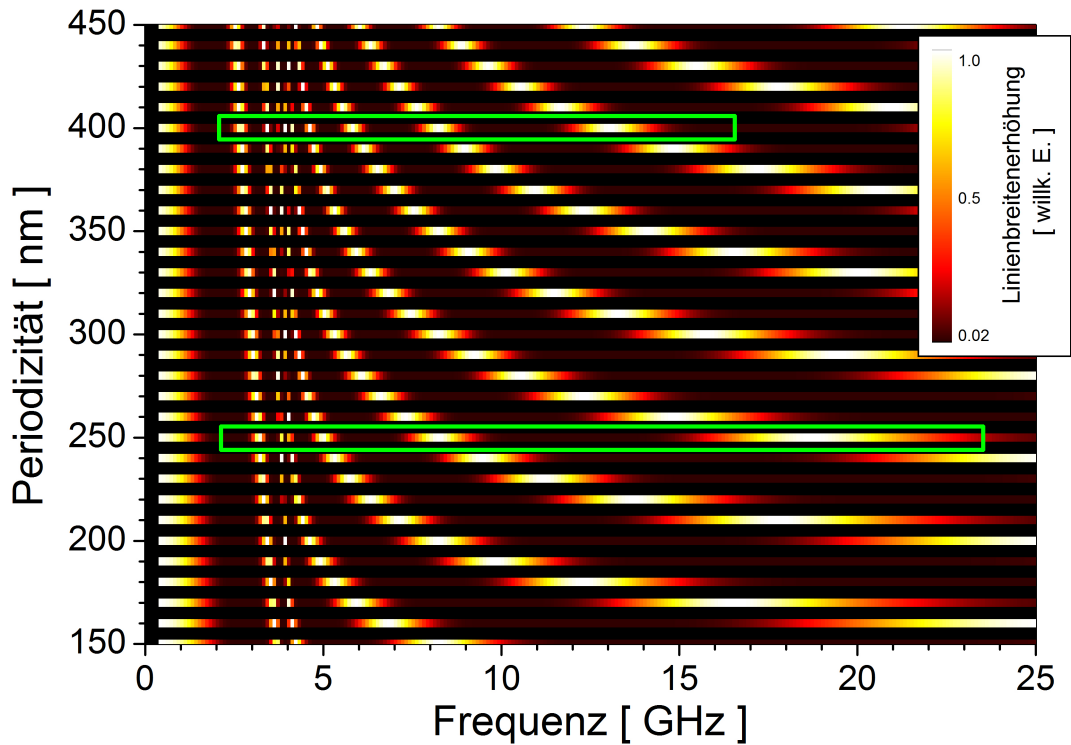
**Auswertung** Zweimagnonenprozesse sind zwingend an Defekte oder Randbedingungen gekoppelt, genau wie sie hier künstlich erzeugt wurden. Parallel zu den Streifen gemessen ergibt sich in den quasi unendlichen langen Streifen kein nennenswertes Magnetfeld durch die vereinfacht gedachten Monopole der Ränder. Im Gegensatz dazu wird senkrecht zur langen Achse der Streifen ein Dipolfeldgitter erzeugt, welches die einzelnen magnetischen Momente der verschiedenen Bereiche des Filmes miteinander wechselwirken lässt. Hierdurch kann es zu dipolinduzierten Zweimagnonenprozessen kommen. Je nach Abstand der Strukturen gibt es dazu passend einen oder mehrere ausgezeichnete  $k$ -Vektoren, bei denen vermehrt Zweimagnonenprozesse auftreten können. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.60 gezeigt:

In Teilbild (I) ist ein stetiger Anstieg der Linienbreite mit der Anregungsfrequenz zu beobachten. Der nicht arcsin-förmige Verlauf entsteht hierbei durch eine Übermodulation bei der Detektionsmethode. Das statische externe Feld wird mit einem Wechselfeld überlagert. Die Amplitude dieses Feldes liegt im Bereich der Linienbreite und verzerrt somit die eigentliche Absorptionskurve. Die Linienbreite selbst ist jedoch proportional zur Anregungsfrequenz, das heißt, dass je nach Anregungsfrequenz das Spektrum übermoduliert oder nicht übermoduliert gemessen wird. Details hierzu befinden sich in Kapitel 4.4.1.2. Die Linienbreiten bei kleinen Frequenzen sind demnach allesamt eher zu groß bestimmt, was für die nachfolgende qualitative Auswertung jedoch keine Rolle spielt, weil die absolute oder stetig frequenzabhängige Linienbreite für den nachfolgend gezeigten Effekt irrelevant ist.

Es gibt bei den Messungen senkrecht zur Streifenstruktur [Abbildung 4.60(II) und (III)] Vergrößerungen der Linienbreite, welche nicht stetig mit der Mikrowellenfrequenz zunehmen. Je nach Abstand der Strukturen ändern sich die Lage und Anzahl der Maxima in diesem Frequenzbereich. In diesem Fall wird mit steigendem Gitterabstand die Anzahl der lokalen Maxima erhöht. Gestrichelt sind im Graphen die typischen, in diesem Frequenzbereich von Bruker<sup>TM</sup> verfügbaren Resonatoren markiert. Gerade bei strukturierten Proben zeigt sich durch diese Messungen sehr deutlich, dass zur Bestimmung der Dämpfungsmechanismen eine frequenzabhängige Messung mit hoher Frequenzdichte unabdingbar ist. Insbesondere kann sich die Lage der Maxima bei einer winkelabhängigen Messung derart verschieben, dass sie z. B. in einer Richtung bei



**Abbildung 4.60:** Linienbreiten lateral strukturierter Proben. (I) parallel zu den Streifen gemessen, (II) senkrecht zu Streifen mit einer Periodizität von 250 nm und (III) senkrecht zu Streifen mit einer Periodizität mit 400 nm. Aus technischen Gründen konnten die hohen Frequenzen bei (III) nicht ausgewertet werden. Jeder Datenpunkt entspricht einem einzelnen FMR-Scan. Gestrichelte Linien entsprechen typischen Resonatorfrequenzen.



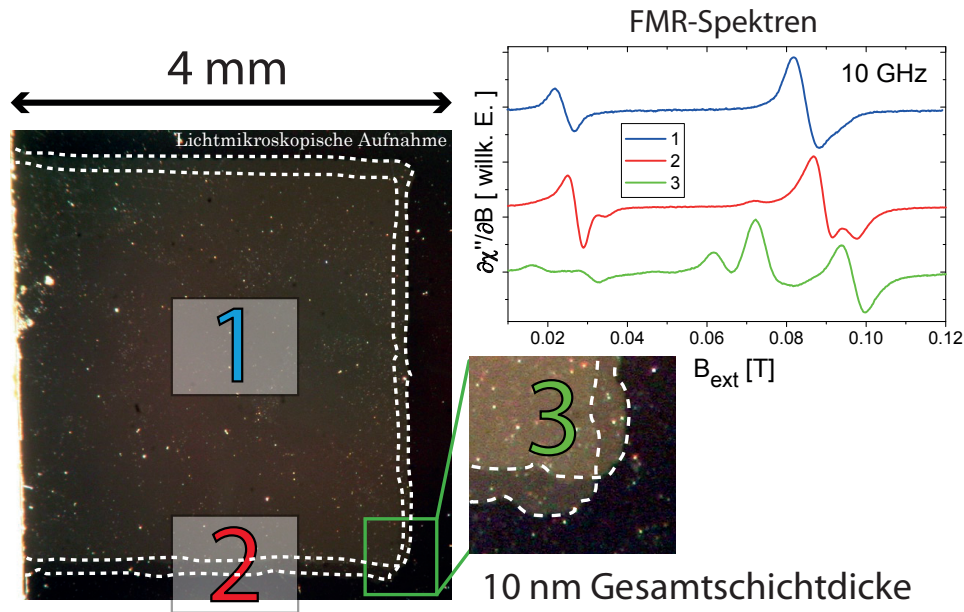
**Abbildung 4.61:** Linienbreite in Abhängigkeit der Messfrequenz und der Periodizität der Strukturen. Die Farbskala gibt die durch die Strukturierung erzeugte Linienverbreiterung an. Die grünen Rahmen markieren die in Abbildung 4.60 gemessenen Strukturen. Der Hintergrund der Simulationsdaten ist aus optischen Gründen schwarz dargestellt.

10 GHz messbar und in einer anderen nicht detektierbar ist. Die genaue Amplitude der Linienverbreiterung bleibt in diesem Fall jedoch unbestimmbar und ist nur durch solch eine hohe Frequenzdichte wie hier gezeigt ermittelbar.

Der Vergleich mit Simulationen, wie sie in Abbildung 4.61 zu sehen sind, bestätigt qualitativ die Ergebnisse sehr gut. Die Farbstufen geben die Linienbreitenerhöhung gemäß der eingefügten Skala an. Es zeigt sich, dass die lokalen Maxima auch theoretisch mit Hilfe des Streufeldpotentials berechnet werden können. Die grünen Kästen markieren die in den Abbildungen 4.60 gemessenen Periodizitäten und stimmen mit der Anzahl und Lage der Maxima überein. Eine detaillierte Beschreibung dieser Ergebnisse befindet sich in der Dissertation von Igor Barsukov [Bar12] und ist bereits in [Bar11] veröffentlicht.

#### 4.4.2 Ortsaufgelöste Messungen

Es gibt zwei unterschiedliche Methoden zur Messung der ortsaufgelösten FMR mit dem hier gezeigten Kurzschluss: Zum einen konventionell bei moduliertem externen Magnetfeld, wie es in Abbildung 4.62 dargestellt ist, zum anderen wie es weiter



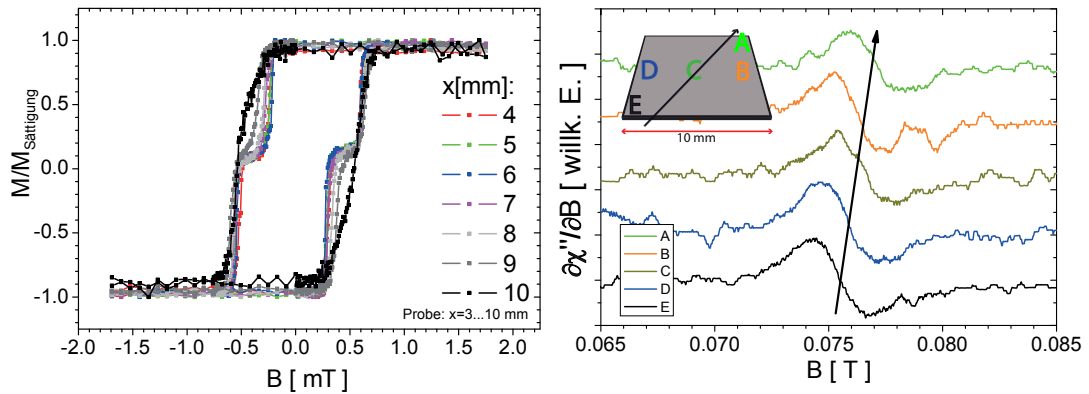
**Abbildung 4.62:** FMR-Messungen mit Feldmodulation an einer  $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$  Stufenprobe mit drei Schichtdicken (links), insgesamt 10 nm. Die Anzahl der unter dem Detektor befindlichen Schichtdicken bestimmt die Anzahl der gemessenen Moden (rechts).

unten bei modulierter Mikrowellenleistung gezeigt ist. Im ersten Fall wird die Probe zwischen den Modulationsspulen über dem Kurzschluss verschoben. In der Abbildung ist links ein Photo der Probe abgedruckt. Durch Verschieben der Blende während des Aufdampfprozesses konnten verschiedene Schichtdicken bei einer Gesamtdicke von 10 nm  $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$  erreicht werden. An Position (1) (blau) gibt es nur eine homogene Schichtdicke, während an Position (2) und (3) der Nummer entsprechend viele Schichtdicken existieren. In den Spektren, deren Farbe den Ortskodierungen entspricht, sind je Schichtdicke Paare von *aligned* und *not aligned* Moden sichtbar. Die Messungen wurden bei 10 GHz an einer 10 nm  $\text{Fe}/\text{InAs}(100)$ -Schicht durchgeführt und veranschaulichen sehr gut die Möglichkeit der ortsaufgelösten Messung.

**Feldmodulationsunabhängige FMR-Messungen** Nicht jede Probe ist hinreichend klein, um in ein Modulationsfeld oder gar einen Resonator eingebracht zu werden.

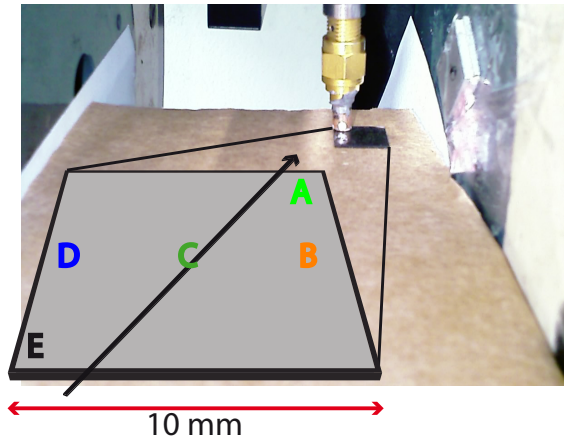


Die typischen Probendimensionen von  $4 \cdot 4 \text{ mm}^2$  stellen meist die maximale Größe zur Messung in einem Resonator dar; bei der Kurzschlussstechnik können feldmoduliert bis zu  $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$  große Proben problemlos gemessen werden. Je nach Material schirmt die Probe magnetische Wechselfelder ab, so dass ein Modulationsfeld nicht an den Ort des Mikrowellenkurzschlusses gelangt. Entsprechend kann die Feldmodulation nicht zur Detektion angewendet werden. Für extrem große Proben kann deswegen die Detektion über Mikrowellenleistungsmodulation stattfinden. Hierbei wird die Leistung um 10 – 50% um einen vorgegebenen Wert moduliert und auf der entsprechenden Frequenz mit dem Lock-In-Verstärker gemessen. Man erhält dadurch zwar ein sehr großes Grundsignal, auf dem eine kleine Änderung detektiert werden muss. Bei der Verwendung eines Lock-In-Verstärkers mit hohem Dynamikbereich (z. B. Stanford Research 830) ist dies jedoch leicht durchführbar. Entsprechende Ergebnisse werden in Abbildung 4.63 aufgeführt.



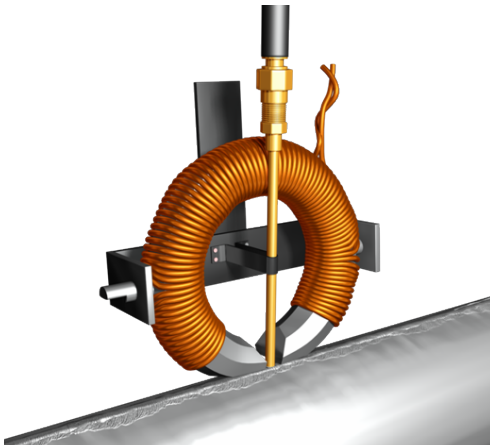
**Abbildung 4.63:** Vergleich von Hysterese aus [Röm07] mit amplitudenmodulierten FMR-Messungen bei 10 GHz. Aufbau: siehe Bild 4.64. Der schwarze Pfeil in der Einfügung gibt die Richtung des Gradienten an, die Buchstaben markieren die Messpositionen auf der Probe.

Wie in [Röm07] festgehalten, wurden 10 nm dicke  $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ -Proben mit einem Kompositionsgradienten von unter 1%-Punkten entlang der ganzen Probe hergestellt. Links in Bild 4.63 sind ortsabhängige Hysteresekurven abgebildet, die je nach Position eine Zwischenstufe aufweisen. Dies liegt am Beitrag einer uniaxialen Anisotropie, welche durch den Gradienten oder direkt durch die unterschiedliche Komposition verursacht wird. An derselben Probe wurden orts aufgelöste FMR-Messungen durchgeführt, wie es rechts in der Abbildung zu sehen ist. Man erkennt deutlich eine Verschiebung der Resonanzlinienlage um 1.5 mT. Hier sei hinzugefügt, dass das Signal zur besseren Vergleichbarkeit abgeleitet wurde. Zusätzlich wurde durch Änderungen am Mikrowellenaufbau zwischenzeitlich das SNR um ca. drei Größenordnungen verbessert.



**Abbildung 4.64:** Messung der ortsauflösten FMR bei Amplitudenmodulation bei quasi beliebig großen Proben. Rechts und links sind die Polkappen des externen Magneten gezeigt. Die Buchstaben markieren die Messungen aus Abbildung 4.63.

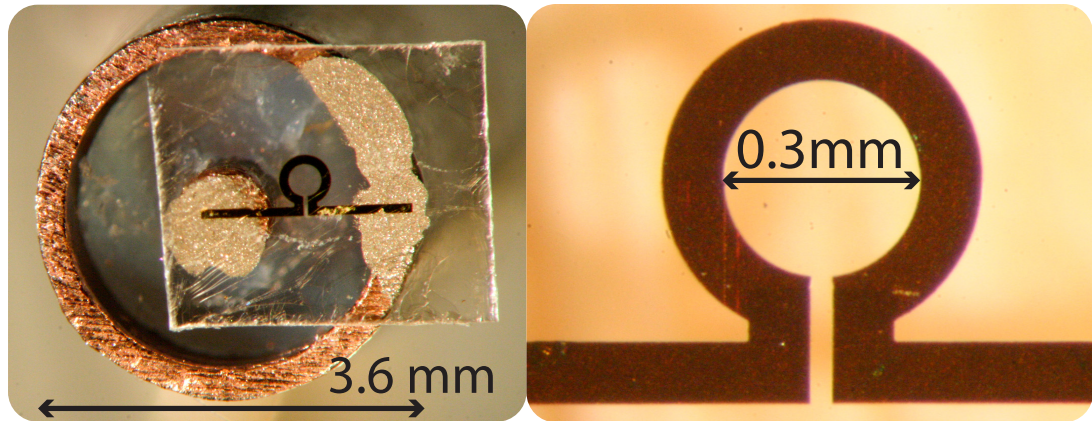
Diese Messmethode war zur Patentierung mit Hauptanträger Ralf Meckenstock angedacht; ein dazu möglicher Aufbau ist in der Designstudie in Bild 4.65 präsentiert. Das Feld würde in diesem Fall nur dort lokal angelegt werden, wo sich auch die FMR-Sonde befindet. Die gesamte Apparatur kann dann z. B. über eine Schweißnaht gefahren werden, die bei Änderung der chemischen Komposition oder starker Verspannung eine Änderung des Absorptionssignales zur Folge hätte. Die Detektion könnte wie bei den konventionellen FMR-Messungen feldmoduliert, amplitudenmoduliert oder mit Hilfe eines VNA durchgeführt werden. Eine Patentierung war auf Grund einer Veröffentlichung mit ähnlicher Messmethode nicht mehr möglich [Ben10].



**Abbildung 4.65:** Designstudie zur Messung der FMR an beliebigen Strukturen. Die chemische Zusammensetzung von z. B. Schweißnähten könnte auf Grund ihrer magnetischen Variation eine interessante Anwendung darstellen. Ein mit Cu-Draht umwickelter Eisenkern erzeugt das externe Magnetfeld, im Induktionsspalt befindet sich der Mikrowellenkurzschluss.

#### 4.4.3 Omegaförmige Messsonden

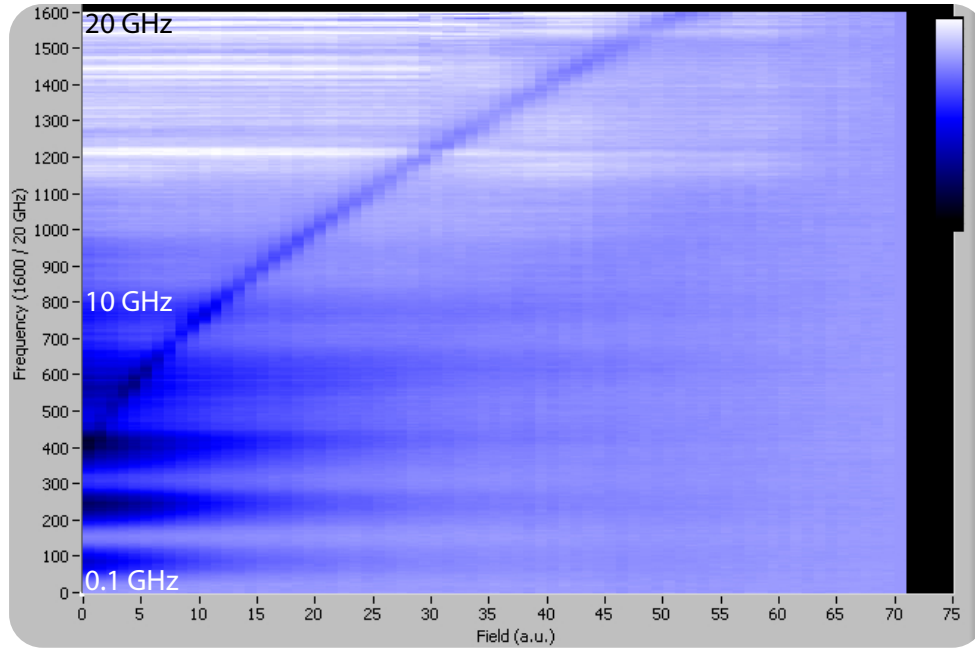
Bei den verwendeten Kurzschlüssen liegt das Hochfrequenzmagnetfeld stets in der Filmebene und senkrecht zum externen Magnetfeld, um eine Präzession der Magneti-



**Abbildung 4.66:** Rechts im Bild ist die Vergrößerung des mittels Elektronenstrahl-Lithographie geschriebenen „Omegas“ im Lichtmikroskop gezeigt. Auf der linken Seite ist das Glimmerplättchen mit Silberleitleiter auf das Koaxialkabel geklebt. Das Hochfrequenzmagnetfeld steht in dieser Konfiguration senkrecht zur Papierebene.

sierung anzuregen. Für in der Filmebene magnetisierte Proben ist die Signalamplitude so am größten. Für diese Arbeit wurden diverse Versuche unternommen, das Hochfrequenzfeld mit Hilfe von nicht resonanten, omega-förmigen Kurzschlüssen senkrecht zur Filmebene zu erzeugen. Dies würde bei senkrecht zur Ebene magnetisierten Filmen eine größere Signalamplitude verursachen (vgl. Abbildung 4.23) und verspricht ein größeres bzw. stärker konzentriertes Anregungsfeld als im Falle der in dieser Arbeit verwendeten Kurzschlüsse.

Als isolierendes Trägermaterial für die „Omegas“ wurde Muskovit und Phlogopid aus der Gruppe der echten Glimmer verwendet. Auf dieses wurde eine 500 nm dicke Goldschicht in der sogenannten *Quick'n'Dirty* Anlage der Arbeitsgruppe für dicke Filme aufgedampft. Anschließend wurden mit Hilfe der Elektronenstrahl-Lithographie und Negativlack die Omegastrukturen geschrieben. Nach dem Ablösen der nicht geschriebenen Strukturen wurden diese in einer Jodätze aus z. B.  $KI : I_2 : H_2O = 4 g : 1 g : 40 ml$  freigestellt. Es zeigte sich hierbei, dass die natürlichen Glimmer durch die Flüssigkeit stark aufschwimmen und sich die Goldstrukturen vom Substrat ablösen. Von Detlef Spoddig wurden künstliche Glimmerplättchen mit Gold bedampft bereitgestellt. Diese wurden nach dem Aufdampfen mit einem Bunsenbrenner kurzzeitig auf ca. 500 – 600 K geheizt und in einem Wasserbad abgeschreckt. Dadurch benetzt das Gold die Oberfläche besser und es kommt zu weniger Ablösungen beim Ätzen. Die Omegas wurden dann mit der bedampften Seite nach unten zeigend mit Hilfe von Circuit Works<sup>TM</sup> Conductive Epoxy Zweikomponentenkleber auf das Koaxialkabel geklebt. Dadurch ergibt sich eine sehr dünne Isolation zur ggf. aufgelegten Probe. Nach dem Kleben kann die Isolation noch weiter verdünnt werden, in dem schichtweise mit einem Skalpell



**Abbildung 4.67:** Eine Dispersionsrelation, welche mit Vektor-Netzwerk-Analysator und omega-förmigem Kurzschluss gemessen wurde. Das Feld ist nicht kalibriert und liegt bei maximal  $0.3 \pm 0.1$  T. Die Farbcodierung ergibt die Absorption von maximal in Schwarz bis minimal in Weiß an. Es wurde eine Normierung auf die reflektierte Leistung bei einem Feld von 70 durchgeführt, so dass zu reduzierten Feldern die stehenden Wellen im Kabel sichtbar werden. Die kleinste gemessene Frequenz beträgt ca. 100 MHz.

Glimmerschichten gelöst werden. Dadurch kann man relativ einfach  $< 100 \mu\text{m}$  dicke Glimmersubstrate mit 500 nm dicken Goldstruktur herstellen. Die fertigen Strukturen sind in Abbildung 4.66 abgelichtet.

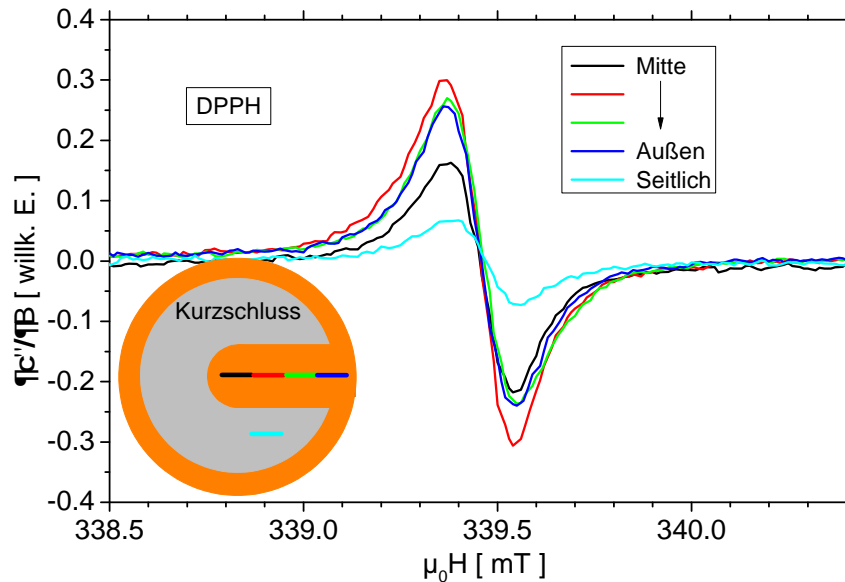
Testmessungen mit Hilfe eines Vektor-Netzwerk-Analysators [Bar86] sind in Grafik 4.67 gezeigt. Das für die verwendete  $6 \pm 2$  nm Fe/InAs(001) Probe erwartete Verhalten entlang der magnetisch leichten Richtung ist deutlich zu erkennen. Beim Vergleich mit den in Kapitel 4.1.4.2 aufgeführten Strukturen ist die Signalamplitude hier deutlich geringer gewesen. Aus diesem Grunde wurde diese Art der Kurzschlüsse nicht weiter verfolgt, jedoch könnte dies für senkrecht zur Ebene magnetisierte Filme wieder interessant sein.

#### 4.4.4 Messungen mit Referenzarm bei 9 GHz

Die Sensitivität ist bei den gezeigten Messungen nur durch eine starke Modulation, welche zu deutlicher Übermodulation führte, erreichbar gewesen. Zur Auswertung

der Linienbreiten muss demnach die Sensitivität gesteigert werden. Hierzu wurden bereits erste Testmessungen durchgeführt, welche in Abbildung 4.68 dargestellt sind. Es wurden kleine Mengen DPPH an verschiedenen Positionen relativ zum Kurzschluss gemessen, um die Signalformen in Abhängigkeit vom Probenort zu vergleichen. Es zeigt sich augenscheinlich, dass lediglich die Amplitude und nicht die Form variiert. Für diese Messung wurden eine kommerzielle Mikrowellenbrücke mit Referenzarm und ein Hohlleiter-SMA-Adapter verwendet, um Mikrowellenleistung an den Kurzschluss zu bringen.

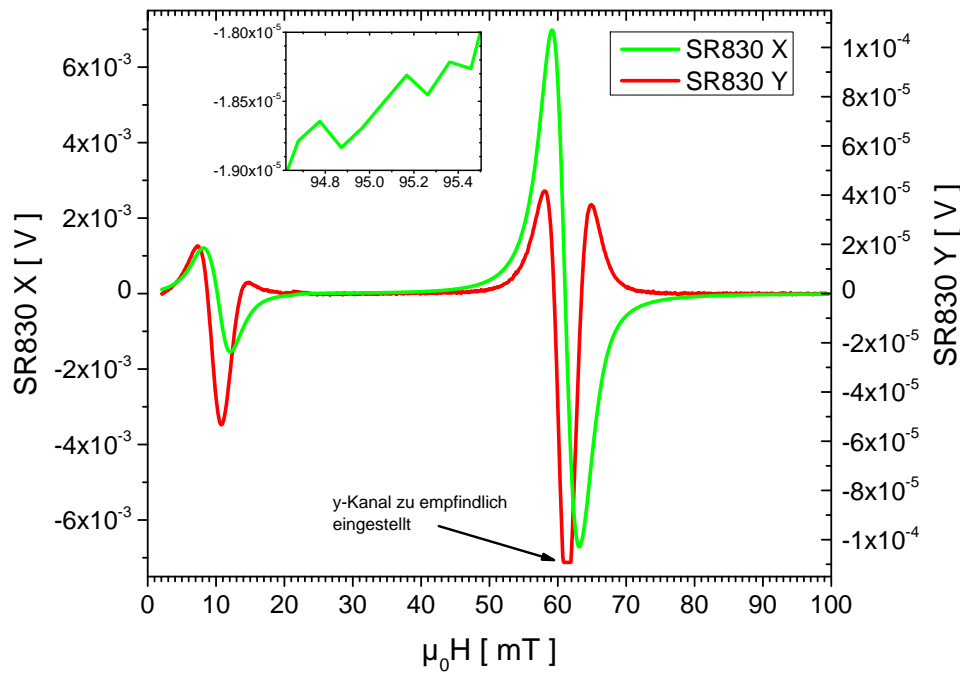
Die Mikrowellenbrücke ist mit einem Referenzarm ausgestattet, welcher es erlaubt, an der Mikrowellendiode eine Mikrowelle derselben Frequenz und sehr phasenstabil einzukoppeln. Dies wird erreicht, indem eine Teilwelle ausgekoppelt wird, welche die Mikrowellendiode in den optimalen Arbeitsbereich bringt. Da diese Teilwelle vom selben Erzeuger wie die des Messarms stammt, sind Mess- und Referenzzweig der gleichen Frequenz und phasengekoppelt.



**Abbildung 4.68:** Messungen mit dem Kurzschluss an DPPH an verschiedenen Orten über dem Kurzschluss. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Menge DPPH variierte, deswegen wurde ein Spektrum mit gänzlich anderer Intensität nicht dargestellt. Es ist die Tendenz zu erkennen, dass mittig über dem Kurzschluss das Signal am größten ist. Insgesamt bleibt aber seine prinzipielle Linienform gut erhalten.

Es ist dadurch möglich, an der Mikrowellendiode konstruktive oder destruktive Überlagerung zu erzeugen. Im hier gezeigten Fall wird die Mikrowelle gegenphasig eingekoppelt, so dass die am Kurzschluss reflektierte Leistung ausgelöscht ist. An-

schließlich wird der Referenzarm konstant gehalten und die Leistung am Messzweig soweit erhöht, bis die Mikrowellendiode wieder im optimalen Arbeitsbereich ist. Bei einer Leistung von 5 mW können dann Messungen an DPPH durchgeführt werden, was vorher nicht möglich war. Das SNR ist mit 40 nur noch zwei Größenordnungen schlechter als konventionelle Resonatormessungen. Spektren an einem 3 nmPt 2 nmAg 10 nmFe/GaAs(110)-Film erreichten ein SNR von rund 22000 und sind damit sehr vielversprechend. Für ein angemessenes SNR muss keine Übermodulation mehr durchgeführt werden und die Auswertung der Linienbreiten ist entschieden einfacher. Die für diese Beispielmessungen verwendete Mikrowellenbrücke ist auf Grund der Verwendung von Hohlleitertechnik und wegen des eingebauten Mikrowellenerzeugers nur für den Frequenzbereich von 8.8 – 9.6 GHz geeignet. Das Hinzufügen eines Referenzarmes zum auf dem vorhandenen Synthesizer basierenden Aufbau ist jedoch mit den entsprechenden finanziellen Mitteln relativ einfach für die ganze Bandbreite von 1.5 – 26.5 GHz zu lösen.



**Abbildung 4.69:** Messung eines Fe-Filmes mit Referenzarm und Vektor-Lock-In. Wenn die Phase optimal eingestellt ist, wird auf dem y-Kanal ein Signal sichtbar, welches der Form der zweiten harmonischen entspricht. In der eingefügten Teilgrafik ist ein kleiner Ausschnitt derselben Messung im Feldbereich 94.6 – 95.5 mT vergrößert dargestellt, um das SNR zu zeigen.



Die Steigerung der Sensitivität ist nicht der einzige Vorteil, den die Referenzarmmessung bietet. Betrachtet man mit einem Vektor-Lock-In-Verstärker die  $x$ - und  $y$ -Kanäle, so wird im Normalfall die Phase so eingestellt, dass das gesamte Signal im  $x$ -Kanal dargestellt ist und  $y = 0$  gilt. Betrachtet man nun jedoch Grafik 4.69, so sieht man, dass dieses Vorgehen bei Vorhandensein eines unabhängigen, um  $90^\circ$  verdrehten Signales zu einer Fehlanpassung führen würde. Im Normalfall ist im  $y$ -Kanal das gleiche Signal wie in  $x$  zu sehen, jedoch mit einer anderen Amplitude und anderem Vorzeichen. Im gezeigten Beispiel ist jedoch diejenige Form zu erkennen, welche der zweiten Ableitung des Suszeptibilitätssignales nach dem externen Feld entspricht. Eine Einstellung wie oben beschrieben würde dieses Signal unterdrücken, da es hier auf 0 gesetzt werden würde. Das Signal, welches hier im  $y$ -Kanal separiert wurde, würde auf Grund seiner geringeren Intensität im restlichen Signal verschwinden. Es empfiehlt sich die Phase so einzustellen, dass beim Nulldurchgang des  $x$ -Signales das  $y$ -Signal maximal negativ ist.

Es werden bei der Überlagerung der Mikrowellenanteile zwei Prozesse stattfinden:

- Die Amplitude der reflektierten Leistung ändert sich, wenn die Probe in Resonanz ist. Da der Messarm eine größere Amplitude als der Referenzarm besitzt, ist das Signal direkt proportional zur absorbierten Leistung und  $\chi''$ .
- Die effektive Länge des Mikrowellenkabels ändert sich durch die Anpassung der Mikrowelle am Kurzschluss, wodurch es zu einer Verschiebung der Phasenlage zwischen Mess- und Referenzarm kommt. Bei optimal destruktiver Interferenz [Dem04a] ergibt eine Phasenverschiebung in jedem Fall eine Erhöhung der gemessenen Leistung, unabhängig vom Vorzeichen der Phasenverschiebung. Es tritt ein Signal mit derselben Form wie dasjenige auf der doppelten Feldmodulationsfrequenz auf.

Ob das Signal im  $y$ -Zweig auf die Phasenverschiebung zwischen Mess- und Referenzarm zurückgeführt werden kann, wurde dadurch bestätigt, dass die Phasenlage von  $180^\circ$  auf ca.  $90^\circ$  eingestellt wurde, damit sich eine Phasenverschiebung maximal auswirkt und das Vorzeichen erhalten bleibt. In diesem Fall vertauschen sich die Amplituden der beiden Kanäle in Grafik 4.69. Man kann mit dieser Methode also zwischen Änderung der Phase und der Amplitude unterscheiden, indem die Phasenlage des Referenzarmes variiert wird. Warum das Signal die Form der zweiten Ableitung besitzt und welche Zusatzinformation daraus gewonnen werden kann, könnte z. B. Teil einer zukünftigen Diplom- oder Masterarbeit sein.

Es wäre auf Grund der Empfindlichkeitssteigerung durch die genannten Erweiterungen des Referenzarmes möglich, gezielt den Einfluss einer Deckschicht auf die Dämpfungsmechanismen einer ferromagnetischen Schicht zu untersuchen und die intrinsischen Beiträge der Dämpfung von denen der Abdeckschicht zu separieren. Zwar wurden Vergleichsmessungen von nicht abgedeckten und abgedeckten Schichten bereits durchgeführt [Röm09] [Cha10], jedoch kann eine vollständige Separation der Mechanismen nur über eine frequenzabhängige *in situ* Messung gezeigt werden, da die Linienbreite eines einzelnen Spektrums von zu vielen, miteinander gekoppelten Faktoren abhängt.



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

**Zusammenfassung (A)** Die schichtdickenabhängige Variation von Fe/InAs(100) wurde mit der Ferromagnetischen Resonanz unter Verwendung eines Resonators ausführlich auf den Einfluss einer Deckschicht hin untersucht. Es ergaben sich die Parameter in Tabelle 5.1.

	$K_{2\perp}^v$ [10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$K_4^v$ [10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\parallel}^v$ [10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\perp}^{s,\text{eff}}$ [10 <sup>-4</sup> J/m <sup>2</sup> ]	$K_4^{s,\text{eff}}$ [10 <sup>-5</sup> J/m <sup>2</sup> ]	$K_{2\parallel}^{s,\text{eff}}$ [10 <sup>-5</sup> J/m <sup>2</sup> ]
Vak.	7 ± 7	6.7 ± 0.3	0.0 ± 0.3	7.4 ± 1	-3.1 ± 0.5	3.25 ± 0.1
Ag	-4.4 ± 3	5.9 ± 0.3	—	9.2 ± 1	-6.6 ± 0.5	—

**Tabelle 5.1:** Volumen- und Grenzflächenbeiträge der magnetischen Anisotropieparameter mit und ohne Ag Abdeckschicht.

**(B)** Es wurden zweierlei Aufbauten zur Suszeptibilitätsmessung erstellt und dazugehörige physikalische Ergebnisse präsentiert. Die Breitbandigkeit der Messungen der Ferromagnetischen Resonanz von 1.5 – 26.5 GHz wurde anhand verschiedener Probensysteme *in situ* und *ex situ* gezeigt. In beiden Fällen konnten sowohl die Linienlage als auch die Linienbreite ausgewertet werden. Bei dem Probensystem nicht abgedeckter Fe/GaAs(110) wurde für 10 nm ein g-Faktor von

$$g = 2.6 \pm 0.1$$

beobachtet, welcher durch Messungen mit Magnetischem Röntgenzirkulardichroismus in Remanenz mit

$$g = 2.21 \pm 0.02$$

unterstützt wurde. Es wurde damit gezeigt, dass auch bei 10 nm Schichtdicke der Film nicht relaxiert ist. Diese Ergebnisse wurden in [Röm12] zur Veröffentlichung eingereicht.

Der Multifrequenzaufbau ist nur noch zwei Größenordnungen weniger empfindlich als ein konventioneller Resonators. Hierzu muss jedoch eine Referenzarmmessung verwirklicht werden, da sonst der Empfindlichkeitsunterschied noch 100000 beträgt.

**(C)** Die Breitbandigkeit der Hochfrequenzsuszeptibilitätsmessungen mit der Ferromagnetischen Resonanz wurden um Frequenzen bei 200 Hz ergänzt. Aus diese Messungen wurden Curietemperaturen eines geschlossenen Filmes und von Mikrometerstrukturen

bestimmt. Es konnte die Schichtdickenabhängigkeit des Phasenübergangs visualisiert und damit eine maximale Kohärenzlänge von

$$l_c = 0.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$$

bestimmt werden.  $2.4 \mu\text{m}$  große Kreisstrukturen einer  $0.75 \text{ nm}$  Schicht zeigten einen signifikanten Unterschied in der Phasenübergangstemperatur von

$$\Delta T_c = 1.4 \pm 0.3 \text{ K}$$

beim Direktvergleich zum großflächigen Film.

Die Aufbauten zeigen, dass das Spektrum der Untersuchungsmöglichkeiten des Ferromagnetismus entscheidend erweitert wurde. Trotz der Aufbauarbeiten konnte bereits ein unerwartet großer  $g$ -Faktor  $g = 2.61 \pm 0.1$  in  $10 \text{ nm}$  **Fe/GaAs**(110) gezeigt werden. Zusätzlich wurde die Curietemperatur mit lateraler Auflösung von  $50 \text{ nm}$  bestimmt.

**Ausblick (I)** Die Messungen der Curietemperatur an Mikrometerstrukturen können bis zur maximalen Auflösung des Photoelektronenspektrometers von  $30 \text{ nm}$  ausgeweitet werden und bieten damit in Zukunft die Möglichkeit, die Phasenübergänge einzelner Nanopartikel und -strukturen zu untersuchen. Die Stabilisierung der Curietemperatur über Dipolwechselwirkung kann ebenso untersucht werden wie der Direktvergleich verschiedener Strukturen nebeneinander.

**(II)** Der  $g$ -Faktor abgedeckter und nicht abgedeckter Schichten kann mit dem gezeigten Aufbau direkt untersucht werden. Um zu überprüfen, ob  $g = 2.61$  tatsächlich durch Magnetostriktion verursacht wird, können winkelabhängige Messungen in verschiedenen Frequenzbereichen durchgeführt werden: Variiert die magnetische Kristallanisotropie, welche mit dem  $g$ -Faktor verbunden ist, so ist  $g$  feldabhängig und die hier gezeigte Auswertung muss korrigiert werden. Zusätzlich sollten **XMCD**-Messungen während verschieden großer angelegter Magnetfeldern durchgeführt werden, um das Ergebnis zu verifizieren. Sämtliche Messungen sollten mit abgedeckten Schichten in (110)-Orientierung und mit nicht abgedeckten an (001)-orientierten verglichen werden.

Zusätzlich können in Zukunft die dynamischen Eigenschaften der Dämpfung, welche ein wichtiges Kriterium für die Ummagnetisierungsgeschwindigkeit darstellt, gezielt untersucht werden. Z. B. kann hier die aufgestellte Vermutung überprüft werden, ob die Anisotropie selbst einen Beitrag zur Linienbreite auch entlang der Hauptrichtungen verursacht. Insgesamt kann auch allgemein ein wohlbekanntes System durch Variation einer isolierenden, leitenden, para- oder gar ferromagnetischen Deckschicht variiert werden. Über den Spin-Pumping-Effekt [Tse02] lässt sich z. B. gezielt ein linearer Beitrag zur frequenzabhängigen Linienbreite addieren und erstmals bestätigen, dass dieser Beitrag rein linear ist und nicht z. B. einen Offset aufweist. Die Abhängigkeit von den Abdeckmaterialien kann hiermit gezielt untersucht werden.

Eine Erweiterung durch einen Referenzarm würde die Empfindlichkeit in den Bereich eines Resonators bringen, wie anhand von Beispielmessungen bereits gezeigt wurde.

# A Anhang

In diesem Anhang sind diverse zusätzliche Informationen zusammengetragen, die im Fließtext einen ordentlichen Lesefluss vermindert hätten. Z. B. bei programmbeschreibungen wird hier teilweise auf Fließtext verzichtet, sondern nur eine ausführliche Bildunterschrift angegeben.

## A.1 Tabellarische Messdaten

Im Folgenden werden die für graphische Darstellungen in Kapitel 4.2 verwendeten Werte aufgelistet.

### A.1.1 Anisotropieparameter nicht abgedeckter Fe/InAs(001)-Schichten

$d$ [ML]	$K_{2\perp}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{4\parallel}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\parallel}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{4\parallel}/M$ [mT]	$K_{2\parallel}/M$ [mT]	$K_{2\perp}/M$ [mT]
Volumen	–	48	–	29.3	–	–
142	110	49	2	29.9	1.3	65
19	690	49	11	29.9	6.7	420
13	500	50	10	30.3	6.1	305
10	670	45	10	27.6	6.1	408
8	760	39	11	23.9	6.5	463
6	840	32	09	19.8	5.8	514
4	1070	20	12	12.1	7.1	655
3	1030	08	17	4.9	10.6	630

**Tabelle A.1:** Magnetische Anisotropiekonstanten nicht abgedeckter Fe-Filme auf  $\{4\times 2\}c\{8\times 2\}\text{InAs}(001)$ . Messungen in situ bei Zimmertemperatur. Die Fehlerbalken liegen in der Regel bei 10%. Bei 19 ML ist dieser auf Grund des minderwertigen Datensatzes und gemäß der entsprechenden Grafiken deutlich größer. Mit den Volumenwerten aus [Kit02], [Was05].

### A.1.2 Anisotropieparameter von Pt/Ag/Fe/InAs(001)-Schichten

$d$ [ML]	$K_{2\perp}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{4\parallel}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\parallel}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{4\parallel}/M$ [mT]	$K_{2\parallel}/M$ [mT]	$K_{2\perp}/M$ [mT]
Volumen	—	48	—	29.3	—	—
155	36	53	7.7	32.2	4.7	21.95
113	21	533	6.8	31.4	4	12.545
63	66	501	5.1	31	3.1	40
35	164	48	11.3	29.1	6.9	100
32	180	46	4.0	28	2.4	110
14	418	26	9.5	15.9	5.8	255
10	939	2	27.2	1	16.6	572.5

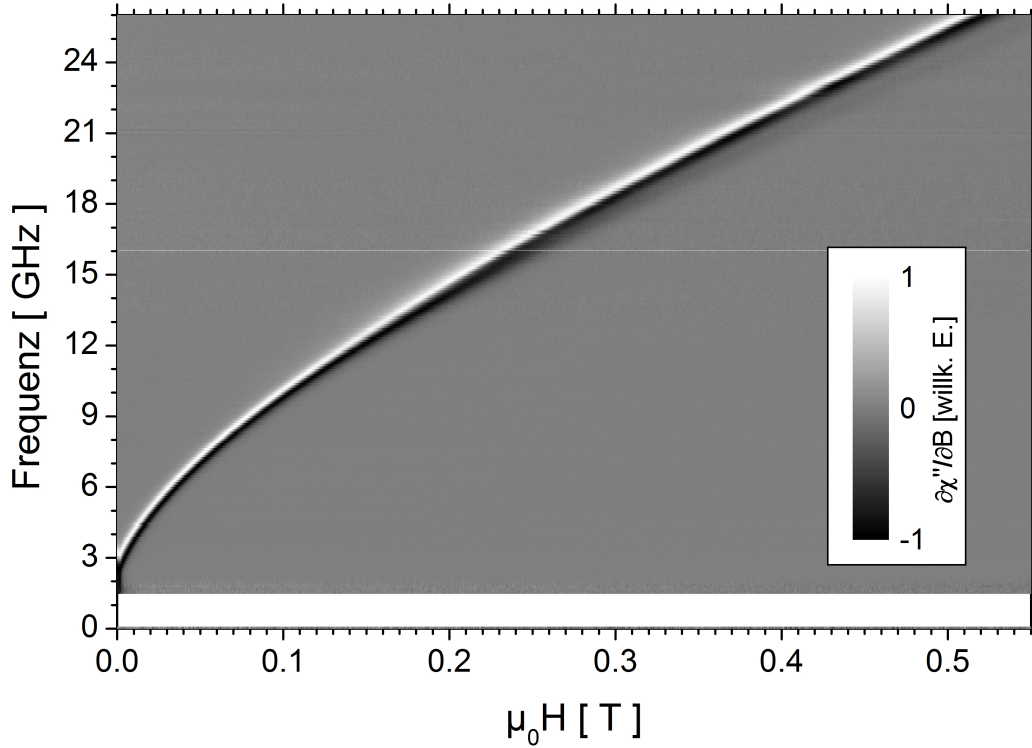
**Tabelle A.2:** Magnetische Anisotropiekonstanten Pt/Ag abgedeckter Fe-Filme auf  $\{4\times 2\}c\{8\times 2\}InAs(100)$ . Messungen in situ bei Zimmertemperatur. Die Fehlerbalken liegen bei 10%. Mit den Volumenwerten aus [Kit02], [Was05].

### A.1.3 Anisotropieparameter abgedeckter Au/Fe/InAs(001)-Schichten

$d$ [ML]	$K_{2\perp}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{4\parallel}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{2\parallel}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_{4\parallel}/M$ [mT]	$K_{2\parallel}/M$ [mT]	$K_{2\perp}/M$ [mT]
Volumen	—	48	—	29.3	—	—
16	841	21.5	14.9	13.1	13.1	513

**Tabelle A.3:** Magnetische Anisotropiekonstanten eines mit  $3\pm 1$  nm Au abgedeckten Fe-Filmes auf  $\{4\times 2\}c\{8\times 2\}InAs(001)$ . Messungen ex situ bei Zimmertemperatur. Die Fehlerbalken: 10%. Mit den Volumenwerten aus [Kit02], [Was05].

## A.2 Dispersionsrelation Fe<sub>3</sub>Si



**Abbildung A.1:** Dispersionsrelationen von 10 nm Fe<sub>3</sub>Si, ex situ gemessen. Das nahezu ungestörte Verhalten über den ganzen Frequenzbereich zeigt deutlich, dass die in Abbildung 4.46 aufzufindenden Störungen kein grundlegendes Problem der Messmethode darstellen. Dass eine leichte Beeinflussung bei hohen Frequenzen zu sehen ist, liegt vermutlich an Reflexionen irgendwo im Signalweg, die hier jedoch nicht weiter diskutiert werden können. Insgesamt entspricht das Verhalten den Vergleichsmessungen in [Zak07].

## A.3 Erweiterungen der UHV-Kammer

In diesem Kapitel werden Modifikationen und Erweiterungen der UHV-Kammer gezeigt, welche nicht im Fließtext eingebunden wurden, aber den ordnungsgemäßen Betrieb der Vakuumanlage vereinfachen. Die Regelung der Proben temperatur befindet sich in Abschnitt A.3.1, die Ausheizregelung in Abschnitt A.3.2 und Details zum Verdampfer und den Verdampfungsverfahren in Kapitel A.3.3.

### A.3.1 Probentemperaturregelung

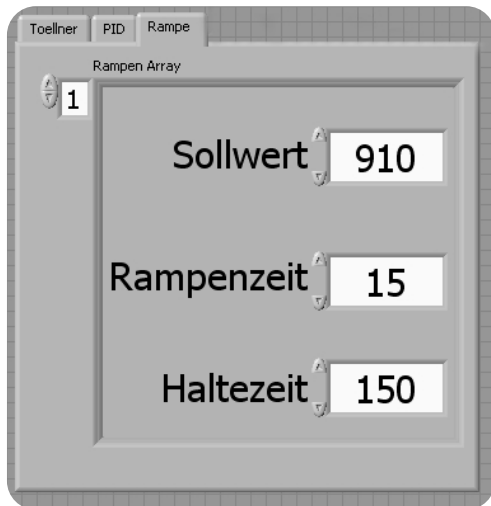
Für die reproduzierbare Präparation von Oberflächenrekonstruktionen, wie es z. B. bei [InAs\(001\)](#) aber auch [GaAs\(001\)](#) der Fall ist, ist ein kontrollierbarer Temperaturverlauf unabdingbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine [PID-Regelung](#) konstruiert, welche Temperaturverläufe in einer beliebigen Anzahl von Schritten und linearen Übergängen erlaubt. Die einzige Einschränkung für Rampenzeiten ist die thermische Trägheit des Probenhalters.

Die Heizleistung wird resistiv über einen Wolframdraht eingebracht. Da sich in Abhängigkeit von der Temperatur der Widerstand der Heizung jedoch ändert, wird nicht der Strom oder die Spannung geregelt, sondern die Heizleistung eingestellt. Auch bei konstantem Widerstand würde eine Strom- oder Spannungsregelung allein ein quadratisches Verhalten zeigen und den Regelkreis nicht-linear werden lassen:

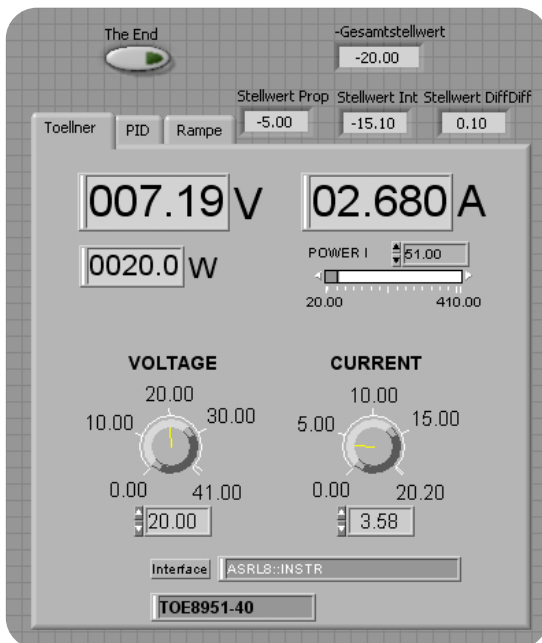
$$\text{Aus } R = U/I \text{ und } P = U \cdot I \text{ folgt } P = U^2/R \text{ bzw. } P = I^2 R$$

Aus diesen Gründen wurde für die Heizleistung eine eigene PID-Regelung eingeführt. Parameter, die sich hierauf beziehen, werden im Programm mit „(P)“ markiert. Die Temperatur selbst wird ebenfalls mit einer eigenen PID-Regelung gesteuert und mit „(T)“ markiert.

Als Regelparameter für die eigentliche Temperatur des Probenhalters wird die eben erwähnte Heizleistung verwendet, so dass die Heizungsregelung insgesamt aus *zwei ineinander verschachtelten [PID-Regelungen](#)* besteht. Details zu den einzelnen Parametern befinden sich in den Bildbeschreibungen.

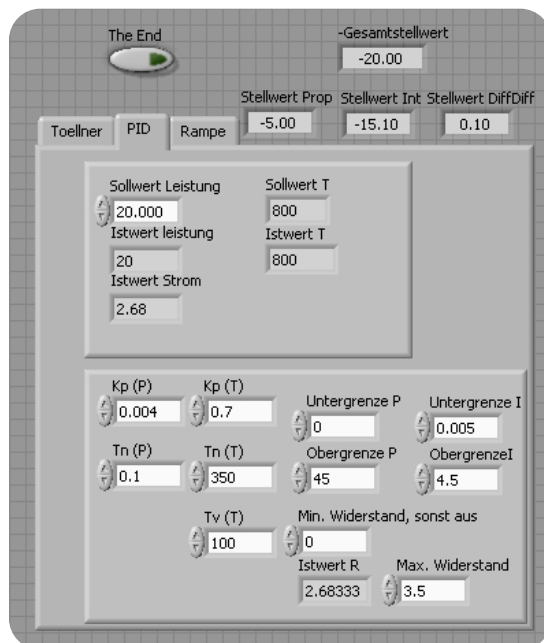


**Abbildung A.2:** Das Hauptbedienelement für die Proben temperatursteuerung. Aufgeführt ist ein Array aus drei Werten in einem Cluster. Der Index des Arrays ist links oben dargestellt und gibt die Nummer der Rampe an. Jede Rampe besteht aus einem Sollwert in Kelvin, einer Rampenzeit und einer Haltezeit jeweils in Minuten (die Einheiten sind im Bild leider nicht angegeben). Die Rampenzeit ist diejenige Zeit, in der die Temperatur linear zum Sollwert erhöht wird. Die Haltezeit ist die Dauer, für die der Sollwert gehalten wird. In diesem Beispiel wird die Temperatur vom aktuellen Wert innerhalb von 15 Minuten linear auf 910 K erhöht und dort für 150 Minuten gehalten. Die Anzahl der möglichen Rampen ist quasi unendlich und nur durch den Arbeitsspeicher des Computers limitiert.

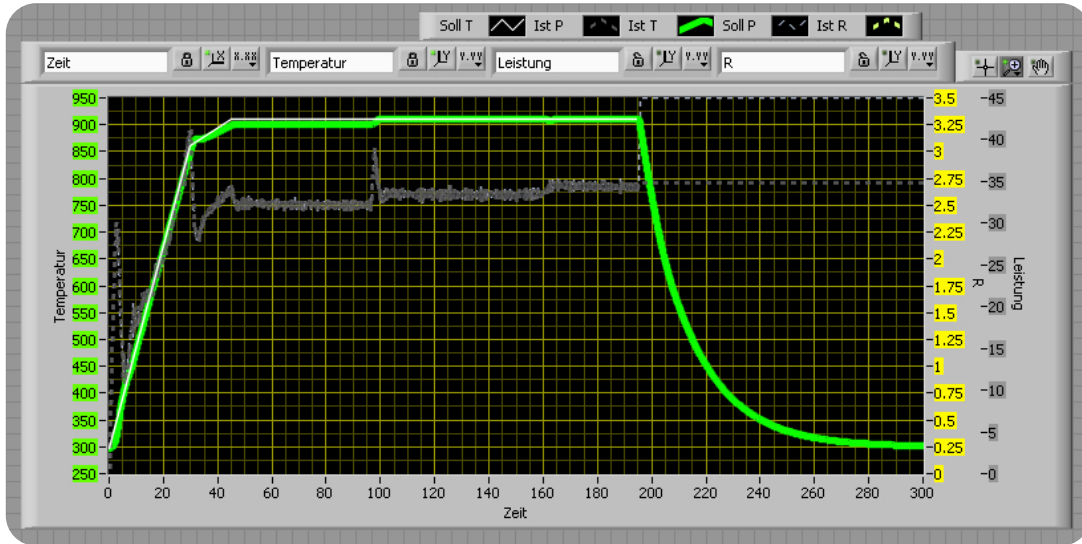


**Abbildung A.3:** Diese Registerkarte (hellgrauer Bereich) des Programmes dient im Wesentlichen nur als Anzeige des eingestellten Stromes, der dazu benötigten Spannung und der daraus resultierenden Leistung. Oberhalb der Registerkarte befindet sich eine „The End“ Anzeige, welche grün aufleuchtet, sobald alle Rampensegmente durchgefahren wurden. Daneben befinden sich der aktuelle Stellwert des PID-Reglers und die einzelnen Parameter, die in der Summe den negativen Stellwert ergeben.





**Abbildung A.4:** In dieser Registerkarte sind im abgesetzten Kasten die Vergleiche zwischen Soll- und Istwerten gezeigt, links für die Heizleistung, rechts für die gewünschte Temperatur. Im unteren abgesetzten Kasten sind sämtliche Proportional-, Integral- und Differentialteile der Regelung aufgelistet.  $K_p$  (P) ist der Proportionalteil der Leistungsregelung,  $T_n$  (P) der Integralteil. Die Leistungsregelung ist ein reiner PI-Regler ohne Differentialteil. Entsprechend sind  $K_p$  (T) und  $T_n$  (T) die gleichen Parameter für die Temperaturregelung.  $T_v$  (T) ist der Differentialteil für die Temperaturregelung. Es können zur Sicherheit maximale Strom- und Leistungswerte angegeben werden, die von der Regelung nicht überschritten werden dürfen. Es kann ein Widerstandsbereich für das Filament festgelegt werden, damit im Falle eines Kurzschlusses oder einer Zerstörung des Filamentes die Heizung abgeschaltet wird.



**Abbildung A.5:** Ein typischer Temperaturverlauf [K] in Abhängigkeit von der Zeit [Minuten]. Weiß ist der Sollwert, grün der Istwert. Erste Rampe: 860 K in 30 Minuten, Haltezeit 0. Zweite Rampe: 900 K in 15 Minuten, Haltezeit 150 Minuten. Bei ca. 100 Minuten wurde der Sollwert der zweiten Rampe auf 910 K erhöht. Dies zeigt sehr gut die Modifikationsfähigkeit im laufenden Betrieb, ohne die Rampen neu starten zu müssen. In Weiß wird jedoch immer die eingestellte Rampe angezeigt und nicht die zum Messzeitpunkt gültige. Dadurch scheint es so, als ob die Regelung von 30–100 Minuten unzureichend sei, was jedoch nur an der Modifikation im laufenden Betrieb liegt. Bei 160 Minuten wurde das Ionenätzen abgeschaltet, so dass eine geringfügig höhere Heizleistung benötigt wurde. Mit einer maximalen Leistung von  $P = 3 \mu\text{A} \cdot 1 \text{ kV} = 3 \text{ mW}$  kann dieser Einfluss nicht erklärt werden. Vermutlich beeinflusst der Ionenstrom die Temperaturmessung oder es gibt einen Wärmebeitrag durch Strahlungswärme von der Sputtergun. Auf der rechten y-Skala ist die aktuelle Heizleistung in Grau dargestellt. Die grau und weiß gestrichelten Linien entsprechen dem Soll- und Istwert der Leistungsregelung. Der Integralteil wird bei einem Neustart der Rampen auf 0 zurückgesetzt.

### A.3.2 Ausheizregler



**Abbildung A.6:** Zum kontrollierten Ausheizen der *UHV*-Kammer wurde ein Ausheizregler auf 19-Zoll-Basis gebaut. Dieser besteht aus sechs ESM-4450 PID-Reglern, welche unabhängig voneinander arbeiten können. Die Parameter der einzelnen Geräte können mit Hilfe der mitgelieferten Software einfach auf die anderen Geräte kopiert werden. Zur Umschaltung der Software auf die einzelnen Regler dient der Aluminiumschalter rechts im Bild. Jeder Regler ist mit einem K-Typ Thermoelement ausgestattet, welches an der *UHV*-Kammer unter einem dazugehörigen Heizband befestigt wird. Mit jeder Messstelle können zwei Heizbänder gesteuert werden, welche über einen Neutrik<sup>TM</sup> Powercon-Stecker mit den Reglern verbunden werden. Jeder Regler besitzt einen Ein/Aus Schalter neben einer Kontrolleuchte, welche bei eingeschalteter Ausgangsspannung rot aufleuchtet. Die Heizleistung wird über Pulsweitenmodulation geregelt, so dass eine konstante Temperatur von  $300 - 500 \pm 1 \text{ K}$  eingestellt werden kann. Die Stromversorgung erfolgt über ein  $3 \times 32 \text{ A}$  Anschlusskabel und führt zu einem eigenen Sicherungsautomaten. Jeder Regler kann eine lineare Rampe in vorzugebender Zeit fahren, eine variable Zeit dort bleiben und wieder linear zur Zimmertemperatur herunterfahren. Teile mit wenig Wärmekapazität wie der Manipulator, oder kritische Bauteile wie der Verdampfer können durch die unabhängigen Regler länger und bei anderer Temperatur als die anderen Teile ausgeheizt werden. Wäre dies nicht möglich, würde beim natürlicherweise schnelleren Abkühlen der Extremitäten Gas vermehrt in diesen Bereichen kondensieren und den Basis- oder Aufdampfdruck unnötig verschlechtern.

### A.3.3 Verdampfer: Transfer und materialspezifische Methoden

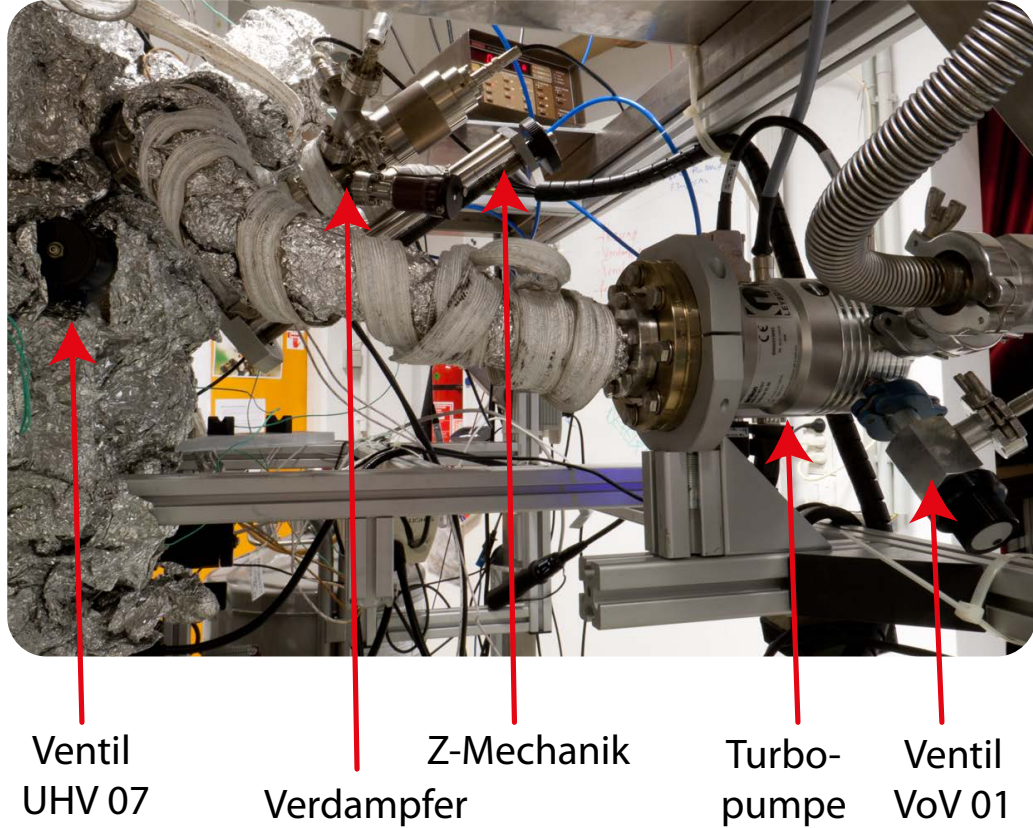
In diesem Anhang sollen Resultate, speziell auf den verwendeten Verdampfertyp bezogen, präsentiert werden. In A.3.4 wird der Transfer dargestellt, während in A.3.4.1 die Methode zur schnellen und stabilen Verdampfung von Pt und Cu gezeigt wird. Kapitel A.3.4.2 beschreibt das Verdampfen von Aluminium und eine Methode zur Entfernung von Aluminiumverunreinigungen.

Die verwendeten Verdampfungsparameter befinden sich in Tabelle A.4, sie dienen jedoch nur als Richtwert und können z. B. mit zunehmendem Verbrauch der Materialien um  $P = HV \cdot I_{emis} = \text{ca. } 2(\text{kV} \cdot \text{mA}) = \text{ca. } 2 \text{ W}$  variieren.

Material	Dichte / 3 [g/cm <sup>3</sup> ]	HV · I <sub>Emis</sub> [kV · mA]	Flux [nA]	Filemantstrom [A]	Rate [Å/min]
Fe	2.62	1.5 · 8	100	6	1.5
Ag	3.5	1.0 · 2	150	5	2.0
Pt	7.15	1.8 · 17	100	6.5	0.7
Cu	2.97	1.0 · 4.5	80	5.5	
Al	0.9	1.0 · 10	6	6.1	2.0

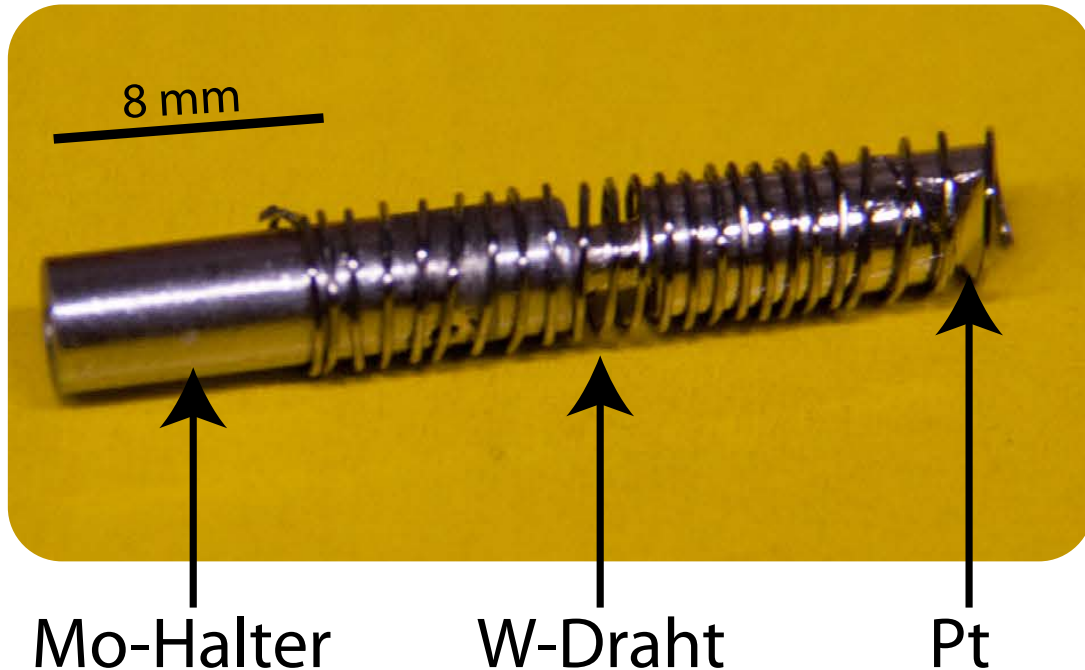
**Tabelle A.4:** Typische Verdampfungsparameter, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Al wurde aus einem W-Tiegel verdampft. Der Filamentdurchmesser betrug 0.25 mm. HV=Hochspannung, I<sub>Emis</sub> = Emissionsstrom. Die Dichte wird als gedrittelter Wert angegeben, weil dies unter Verwendung eines geänderten Korrekturfaktors zu einer höheren Empfindlichkeit des Schichtdickenmessgerätes führt.

### A.3.4 Verdampfertransfer



**Abbildung A.7:** Ein Mewasa<sup>TM</sup> Z-Translator wurde mit einem Vakuumabgang erweitert. Dadurch kann der Verdampfer weit in die Kammer hereingefahren, aber dennoch ein gesondertes Bakeout durchgeführt werden. Als Pumpe wurde eine Leybold<sup>TM</sup> Turbovac SL80 installiert. Diese kann gemäß Abbildung 4.1 getrennt oder gemeinsam mit den anderen Turbopumpen durch eine der beiden Vorpumpen betrieben werden. Für optimalen Enddruck kann die SL80 über ein hier nicht abgebildetes Ventil vakuumtechnisch abgetrennt werden. Dadurch kann zusätzlich die Hauptkammer belüftet werden, ohne den Verdampfer zu belüften. Damit erhöht sich die Reinheit des aufgedampften Materials.

#### A.3.4.1 Verdampfen von Platin und Kupfer



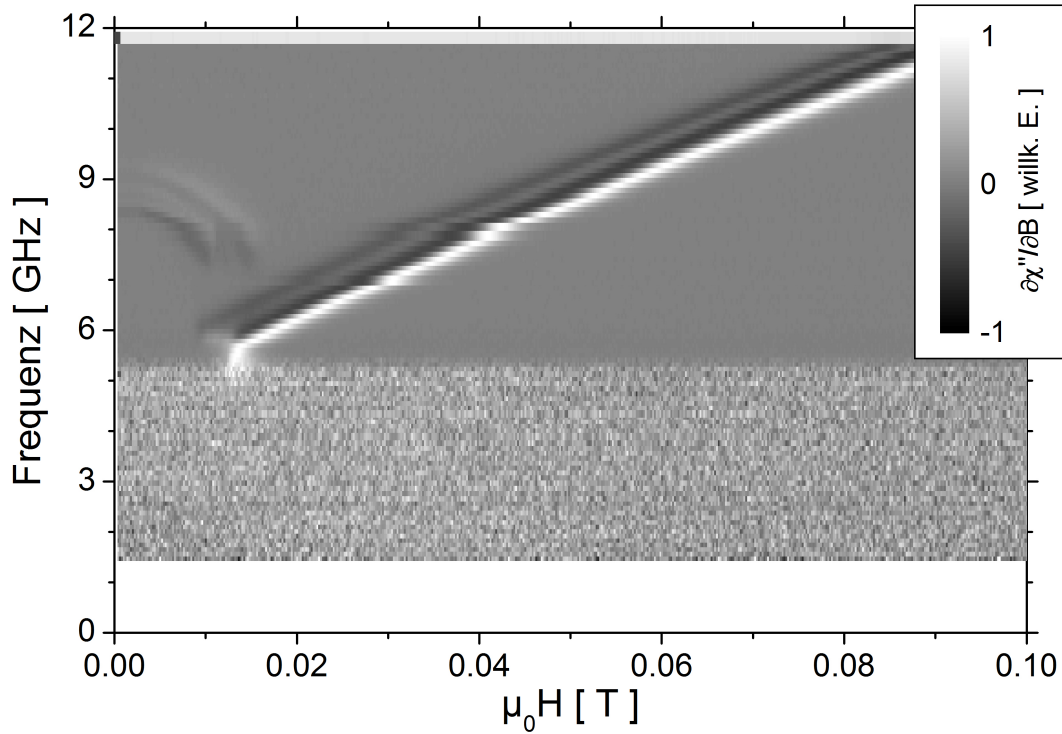
**Abbildung A.8:** Da *Pt* und *Cu* schmelzen, bevor es zu einer nennenswerten Aufdampfrate kommt, muss eine Stabilisierung des Materials erfolgen. Dies ist insbesondere notwendig, da in der vorliegenden Arbeit schräg aufgedampft wurde und verflüssigtes Material leicht heruntertropfen konnte. Das zu verdampfende Material wird in einen *Mo*-Halter gesteckt. Auf einen Hilfsstab mit kleinerem Durchmesser gegenüber dem des Halters wird ein *W*-Draht aufgewickelt. Dieser wird anschließend über das zu verdampfende Material und den Halter geschoben. Dies geschieht unter Drehung und entgegen der Wicklungsrichtung. *Cu* und *Pt* benetzen den Wolframdraht und bei den für diese Materialien nötigen Temperaturen verdampft kein *W*. Der Vorteil dieser Methode ist eine drastische Kostenreduzierung im Vergleich zu *Mo*-, *Ta* oder gar *W*-Tiegeln. Des Weiteren ist es leichter, das Material auszugasen, da mehr Oberfläche zur Verfügung steht.

#### A.3.4.2 Chemische Reinigung des Verdampfers

Für Untersuchungen mit Hilfe von Röntgenstrahlung ist auf Grund der betrachteten Photoelektronen und ihrer geringen Austrittstiefe eine möglichst dünne Abdeckschicht nötig. Zusätzlich sollte diese keine Absorptionslinien im Bereich der zu untersuchenden Kanten von z.B. *Fe* bei 690 – 750 eV aufweisen. Hierzu eignet sich z. B. Aluminium, welches jedoch extrem kriechende Eigenschaften besitzt und typische Tiegel aus *Mo*



oder Ta benetzt und nach außen herauskriecht. Andererseits passiviert es schon nach 2 nm und ist sauerstoffdicht. Bei gleicher Temperatur hat Al jedoch einen fast sechs Größenordnungen höheren Partialdruck als Pt [Vee11]. Mitunter reicht dadurch die Strahlungswärme beim Verdampfen von Pt aus, um Al von sekundären Bauteilen, wie der Blende vor dem Verdampfer, abzulösen. Dieses Al kann dann auf das Al-

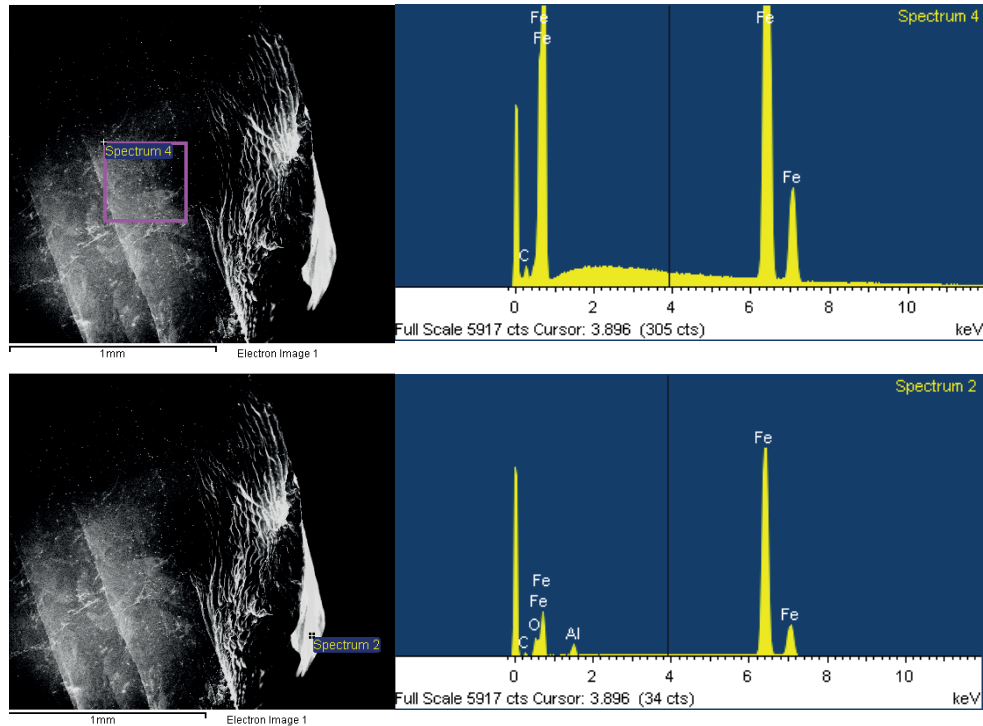


**Abbildung A.9:** Dispersionsrelation eines Al verunreinigten Filmes. Man sieht deutlich zwei annähernd parallel verlaufende Signale unterschiedlicher Intensität. Nach chemischer Reinigung war dieser Effekt nicht mehr zu beobachten.

Verdampfermaterial gelangen und mit selbigem legieren. Das Resultat sind Filme mit zwei magnetischen Phasen, wie man anhand der FMR-Messungen in Abbildung A.9 erkennen kann. Selbst nach Entfernung des kontrolliert zu verdampfenden Al ist dieses trotz mechanischer Reinigung weiterhin im Fe zu finden. Dies wurde mit Hilfe von EDX nachgewiesen, wie es in Grafik A.10 gezeigt ist.

**Chemische Reinigung des Verdampfers** Al kann mit Hilfe von 20%iger Natronlauge (NaOH) entfernt werden. Da Al aber auch unter dem Fe vergraben sein kann, muss dieses ebenfalls gründlich entfernt werden. Hierzu bietet sich 20%ige Salzsäure (HCl) an. Beide



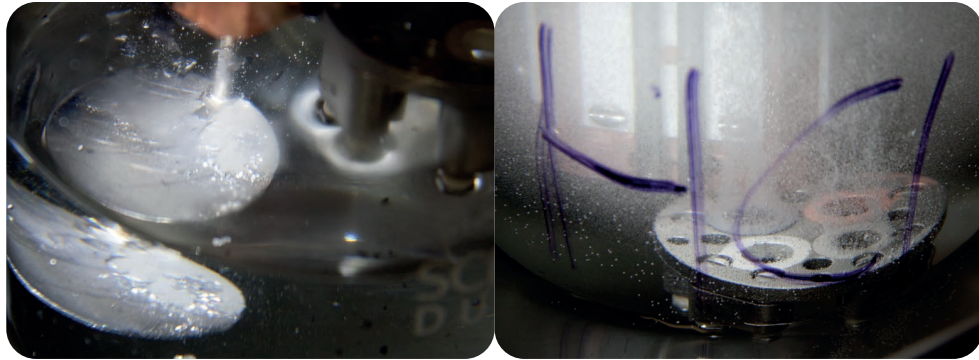


**Abbildung A.10:** EDX-Messungen am Verdampfermaterial viele Monate nach Ausbau von Al und mehrfacher mechanischer Reinigung des Verdampfers. Im oberen Bild links ist durch ein violettes Rechteck der Bereich markiert, über den die Messung integriert wurde. Im Spektrum rechts ist kein Al zu erkennen. Im Gegensatz dazu sieht man im unteren Bild die Messung im hellen Bereich an der Spitze, die stark Al verunreinigt ist, wie man an den deutlichen Signalen im rechten Spektrum erkennen kann. Die erkennbaren Stufen auf den SEM-Bildern sind durch die mechanische Bearbeitung mit der Drehbank entstanden.

Chemikalien bieten den Vorteil, dass sie die vorhandenen Cu, Mo und Edelstahlteile nicht angreifen. Mit Ausnahme der Verdampfermaterialien selbst wurde der gesamte vordere Bereich des Verdampfers im Wechsel in die Chemikalien getaucht, welche in einem Becherglas in ein Ultraschallbad gestellt wurden (siehe Abbildung A.11). Dabei wurde zwischendurch mit sehr viel Wasser die Lauge bzw. Säure verdünnt! Zum Schluss wurde das Wasser mit reinem Ethanol abgespült. Der Kammerbasisdruck konnte auch nach dieser Prozedur wieder auf  $< 1 \cdot 10^{-10}$  mbar gebracht werden.

Das Fe-Verdampfermaterial wurde in der Drehbank durch Abtragen von Material gereinigt. Cu, Pt und Ag wurden mit der Lauge und Säure gesäubert.

Es handelt sich hierbei um eine einmalige Prozedur und es wurde anschließend kein Al mehr in den Verdampfer eingebaut, um Verunreinigungen der Probe zu vermeiden.



**Abbildung A.11:** Reinigungsprozedur des Verdampfers. Links im Bild ist die Blende (Shutter) in NaOH zu sehen. Auf Grund der heftigen Reaktion ist dieser als Hauptverursacher für die Verunreinigung in den benachbarten Taschen des Verdampfers auszumachen. Obwohl das Al mit anderen Materialien bedeckt war, konnte alles sehr gut entfernt werden. Im rechten Bild ist die heftige, sich durch Bläschen äußernde Reaktion von Fe mit HCl zu sehen. Im oberen Teil des rechten Bildes ist der Verdampfer zu erkennen. Die Reinigung wird durch das Ultraschallbad entscheidend beschleunigt.

## A.4 Software

Die Menge an Einzelspektren, die sowohl in den winkelabhängigen als auch den frequenzabhängigen Messungen entsteht, machen eine Automatisierung unentbehrlich. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden schätzungsweise mehr als 5000 Einzelspektren<sup>1</sup> aufgenommen und ausgewertet. In Kapitel A.4.1 werden daher die Programme zur automatisierten Messung dargelegt. Nicht nur die Messung wurde automatisiert, sondern auch die Auswertung der einzelnen Spektren. Kapitel A.4.2 beschreibt die Funktionsweise der dazugehörigen Programme.

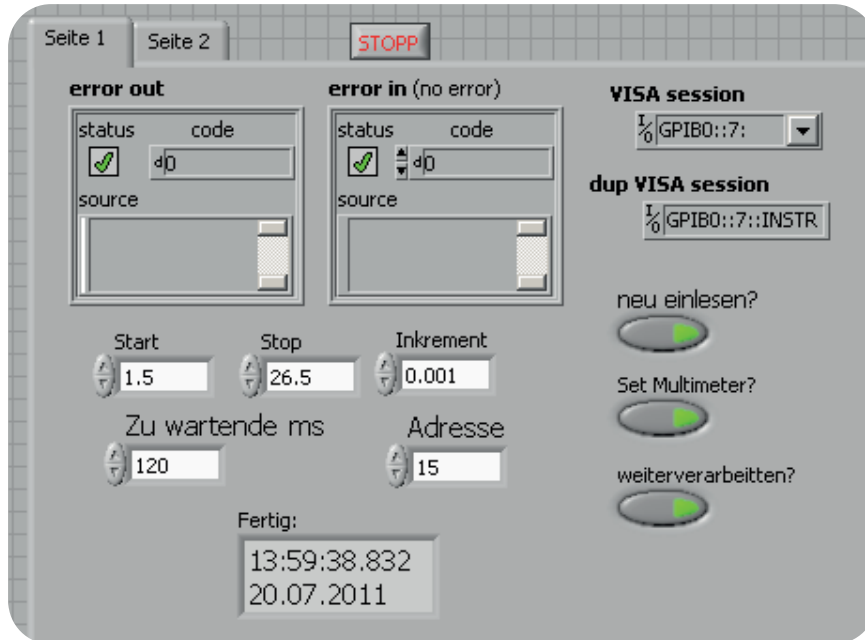
Da an zwei unterschiedlichen Geräten die FMR gemessen wurde, befindet sich in Kapitel A.4.3 die Beschreibung einer Software zur Steuerung eines FMR-Aufbaus. Dieser besteht nicht aus einem kommerziellen Gesamtpaket, sondern aus kommerziellen Einzelkomponenten wie Lock-In-Verstärkern, Multimetern, Digital-Analog-Wandlern und Ähnlichem. Dadurch können quasi beliebige FMR-Messungen in Form von Mikrowellenleistungsabhängigkeit, Frequenzabhängigkeit, Winkelabhängigkeit, mit stromdurchflossener Probe, parallele Vierpunktmessung des Widerstandes und vieles mehr durchgeführt werden.

Die komfortable Steuerung der Simulationssoftware beschreibt Kapitel A.4.4.

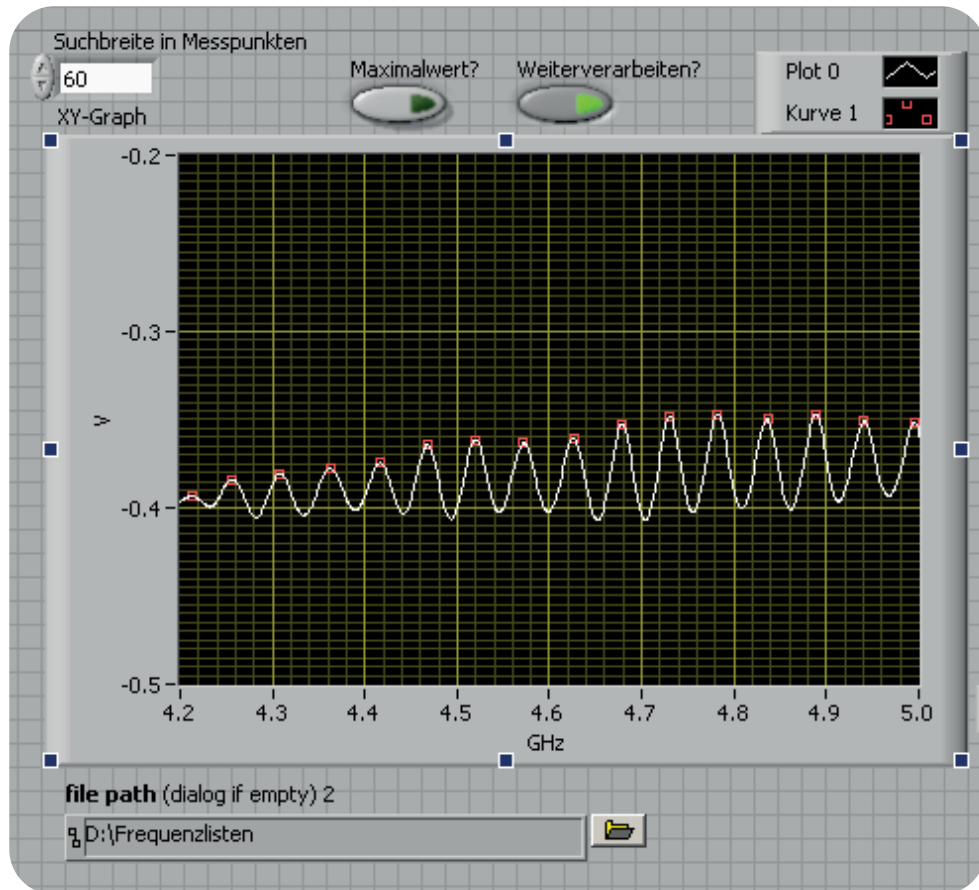
In Abschnitt A.4.5 wird die Software für Suszeptibilitätsmessungen am PEEM gezeigt.

<sup>1</sup>Viele mussten auf Grund der in Anhang A.3.4.2 beschriebenen Problematik verworfen werden.

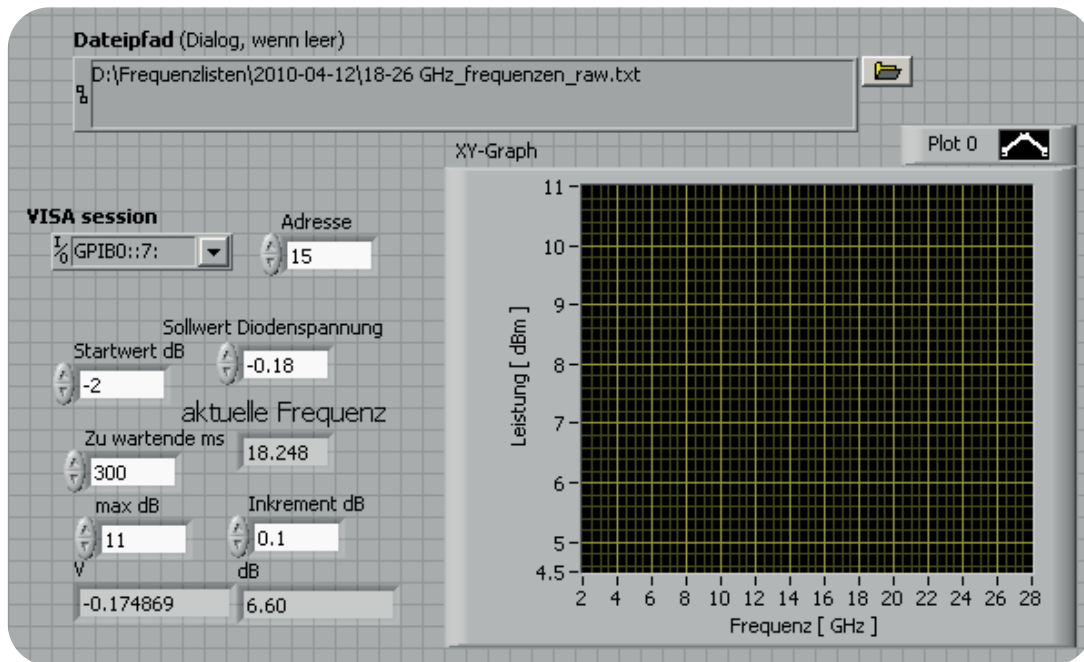
### A.4.1 Automatisierung der frequenzabhängigen FMR Messungen



**Abbildung A.12:** 1. Teilprogramm zur Suche nach minimalen Reflexionen im Mikrowellenaufbau. Es misst die Spannung an der Mikrowellendiode in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Leistung wird vorher am Synthesizer festgelegt. „Start“ und „Stop“ geben den Frequenzbereich in GHz an, wobei eine Umschaltung der entsprechenden Zirkulatoren automatisch erfolgt. Das „Inkrement“ ist die Schrittweite zwischen jedem Datenpunkt. „Zu wartende ms“ ist die Zeit zwischen dem Setzen der Frequenz und dem Messen der Diodenspannung. „Adresse“ ist die GPIB-Adresse des Keithley® 2000 Multimeters und VISA session die des Rhode & Schwarz® SMR40 Mikrowellensynthesizers. Bei „Fertig:“ kann die hochgerechnete Zeit abgelesen werden, nach der die Messung beendet ist. Mit den grünen Schaltern kann festgelegt werden, ob die Messung neu durchgeführt werden soll, ob das Multimeter zu Beginn in den richtigen Modus gesetzt werden soll und ob die Daten an das nächste Programm weitergegeben werden. Werden die Daten nicht weitergegeben, so wird nach einem Speicherort gefragt, sobald die Messung fertig ist. Alternativ werden die Daten an das Programm „Find local Minimum“ weitergegeben. Die gezeigten Werte sind die Standardeinstellungen.



**Abbildung A.13:** 2. Teilprogramm zur Suche nach minimalen Reflexionen im Mikrowellenaufbau. Es sucht nach lokalen Minima oder Maxima (je nach Polarisierung der Mikrowellendiode muss dies mit dem Schalter „Maximalwert“ geändert werden) in der reflektierten Mikrowellenleistung. Das Programm sucht iterativ in einem Fenster von einer Anzahl „Suchbreite in Messpunkten“ Datenpunkten nach einem lokalen Minimum oder Maximum. Diese werden mit Rot markiert, während Weiß der gemessene Spannungsverlauf ist. Wenn das Programm nicht von „Find Dips“ oder einem anderen Programm aufgerufen wird, so wird automatisch nach einer zu öffnenden Datei gefragt. Ist der Knopf „Weiterverarbeiten?“ aktiviert, so werden die Daten nach dem Datum und Frequenzbereich in dem Ordner „file path“ gespeichert und an das Programm „Find dB“ weitergegeben. Die gezeigten Einstellungen sind die Standardwerte. Zur besseren Darstellung wurde nur ein kleiner Frequenzbereich dargestellt.



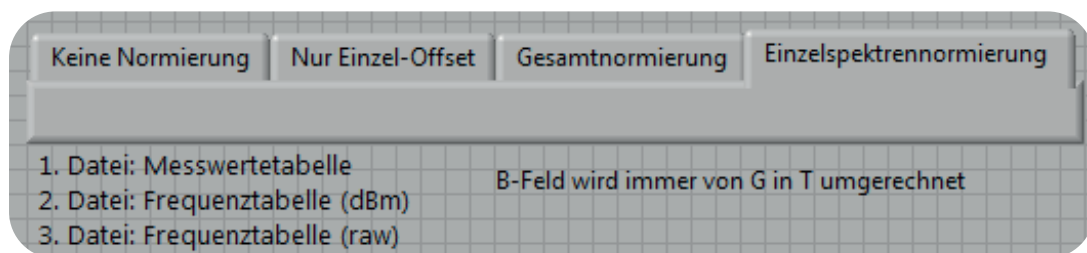
**Abbildung A.14:** 3. Teilprogramm zur Suche nach minimalen Reflexionen im Mikrowellenaufbau. Es sucht nach der optimalen Mikrowellenleistung zu jedem Frequenzpunkt. Hierbei kann eine Startleistung (Startwert dB) und eine maximale Leistung (max dB) in **dBm** angegeben werden. Die Genauigkeit der Leistungsbestimmung wird mit dem Inkrement angegeben. Wichtiger Parameter ist der Sollwert der Diodenspannung. Dieser Wert wird unter Beachtung der Maximalwerte zu erreichen versucht. Der jeweils letzte gefundene Wert wird als Startwert für den nächsten Frequenzpunkt gesetzt. Das Ergebnis der Leistung wird graphisch als Leistung über der Frequenz dargestellt (im Bildschirmausdruck leider nicht). Die gewonnenen Daten werden im oben gezeigten Pfad gespeichert. Die Vorbereitungen zur automatisierten Messung sind mit diesem Programm abgeschlossen. Lediglich die Mikrowellendiode muss an den Lock-In-Verstärker anstatt an das Multimeter angeschlossen werden.

### A.4.2 Auswerteprogramme

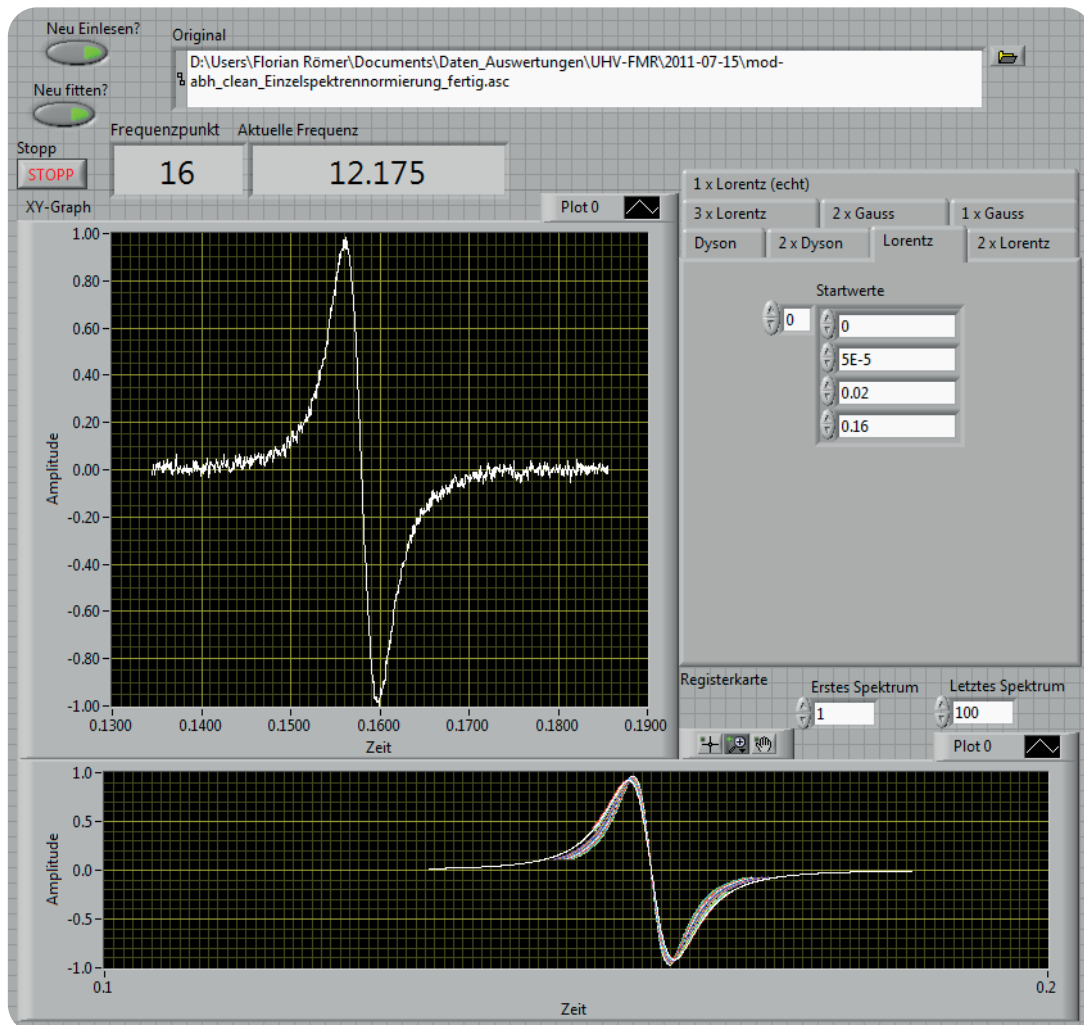
In den Bildunterschriften der nachfolgenden Grafiken werden die Softwarekomponenten der Auswerteroutine beschrieben. Programm 1 in Abbildung A.15 ist unabhängig von den nachfolgenden. Das in Bild A.16 gezeigte Programm ruft das in Grafik A.17 gezeigte Programm auf. Die Software ist für die Verwendung von zwei Monitoren ausgelegt. Bisher können mit dieser Software folgende Linienkombinationen angepasst werden (wenn kein Zusatz vorhanden ist, ist die Ableitung gemeint):

- nicht abgeleiteter Lorentz
- eine / zwei / drei Lorentzlinie(n)
- eine / zwei Gausslinie(n)
- ein / zwei Dyson (Gewichtete Überlagerung aus nicht abgeleitetem Lorentz + Lorentz gleicher Parameter)
- Lorentzlinie mit Modulationsverbreiterung (im Aufbau)

Die Anpassung mit Verbreiterung durch zu starke Feldmodulation wurde gemäß [Nie04] Gleichung [7] eingebunden. Jedoch sind hier die verschiedenen Relaxationsmechanismen (noch) als unabhängig betrachtet und konnten nicht ausgewertet werden.

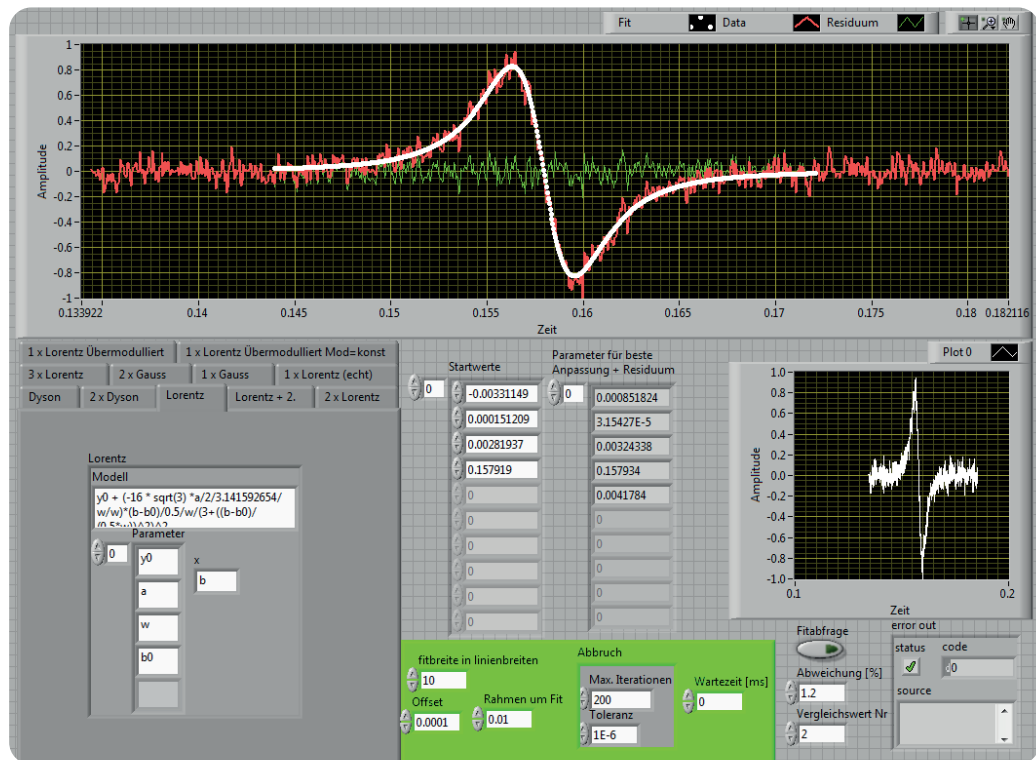


**Abbildung A.15:** Das Programm „1. Normierung und Bereinigung.vi“ wandelt das Standardformat der Bruker<sup>TM</sup> Messapparatur so um, dass nur die notwendigen Daten enthalten sind und die Messfrequenzen hinzugefügt werden. Leere Zeilen und Header werden gelöscht. Um schneller günstige Startwerte für spätere Anpassungen zu finden, ist eine Normierung vorteilhaft. Es kann hier zwischen keiner Normierung/Korrektur, einer Offsetkorrektur, einer Normierung aller Spektren um einen gemeinsamen Faktor und einer Einzelspektrumnormierung ausgewählt werden. Die Normierung wird auf  $\pm 1$  durchgeführt. Nacheinander werden die Dateien, wie unterhalb der Normierungsauswahl beschrieben, benötigt. „Messwertetabelle“ sind die Rohdaten des Spektrometers, „Frequenztable (dBm)“ die Mikrowellenfrequenzen und Leistungen, bei denen gemessen wurde, „Frequenztable (raw)“ die Tabelle, in denen die originalen Mikrowellendiiodenspannungen vor der Leistungsanpassung durchgeführt werden.



**Abbildung A.16:** Das Programm „2. Fit Hauptprogramm.vi“ steuert die Anpassung der Einzelspektren. In der Pfad-Eingabe oben werden die Messdaten definiert. Darunter wird die Nummer des aktuellen Spektrums und die Messfrequenz angegeben. Das Einzelspektrum zeigt das momentan anzupassende Spektrum. Rechts sind diverse Registerkarten zu sehen, welche die verschiedenen Anpassungsmodi auswählen. Im abgebildeten Beispiel soll eine abgeleitete Lorentzlinie angepasst werden. Die Zahlenwerte der Startparameter werden hier eingegeben, die Zuordnung zu Resonanzfeld, Linienbreite und dergleichen ist in [Abbildung A.17](#) dargestellt. Die farbigen Spektren sind die Signalverläufe der Anpassung. Bei „erstes“ und „letztes“ Spektrum kann der anzupassende Frequenzbereich angegeben werden (in „Nummer des Spektrums“). Für die eigentliche Anpassung werden Startparameter und Messdaten an das Programm „3. Fit Unterprogramm.vi“ weitergegeben und die Anpassungsparameter zurückgegeben. Diese werden als Startwert für das nachfolgende Spektrum verwendet.





**Abbildung A.17:** Das Programm „3. Fit Unterprogramm.vi“ führt die Anpassung der Einzelspektren durch. Im dunkelgrauen Bereich werden die verschiedenen Anpassungsmethoden definiert. Es können quasi beliebige, durch Formeln (Modelle) beschreibbare Verläufe angepasst werden. Die nötigen Parameter sind darunter gelistet. Für die Anpassung einer einzelnen abgeleiteten Lorentzlinie sind die Parameter Offset, Fläche der Lorentzkurve, Breite (peak to peak) und Resonanzfeld anpassbar. Welche Anpassung durchgeführt wird, definiert das Hauptprogramm. Grün unterlegt sind die hier wählbaren Anpassungseinschränkungen. „Fitbreite in Linienbreiten“ gibt an, über welchen Bereich auf der x-Achse die Anpassung durchgeführt werden soll, und zwar in Einheiten der Linienbreite. Offset ist ein Feldwert, der diesen Anpassungsbereich verschiebt. Bei frequenzabhängigen Messungen z. B. wird die Linienlage stetig steigen, so dass durch die Korrektur der optimale Anpassungsbereich gefunden werden kann. „Rahmen um Fit“ gibt die Erweiterung des Darstellungsbereiches an und hat keinen Einfluss auf die Anpassung. Die Wartezeit ist diejenige Zeit, während der das letzte angepasste Spektrum gezeigt wird, um dem Anwender Zeit zur Beurteilung der Qualität der Anpassung zu geben. Diese Parameter können im laufenden Betrieb nach Bedarf angepasst werden. Das Ergebnis der Anpassung wird im obigen Graphen dargestellt: rot=Messdaten, weiß=Anpassung, grün=Abweichung zwischen Anpassung und Messdaten. Eine so gute Anpassung, wie hier gezeigt, ist nur bei sinnvoll modulierten Spektren möglich, bei denen die Modulation kleiner als die halbe Linienbreite ist (Vgl. Kapitel 4.4.1.2). Die Abweichung zwischen Anpassung und Messdaten wird im gezeigten Beispiel durch das Rauschen dominiert und zeigt keinen systematischen Fehler.

### A.4.3 Software zur *ex situ* Messung der ferromagnetischen Resonanz

Zur Nutzung einer ehemals analogen EPR-Anlage wurden der X-Y-Schreiber und die Feldsteuerung durch eine Computersteuerung ersetzt. Durch diese selbstgeschriebene Software ist es möglich, quasi jedes beliebige Experiment in Bezug zur FMR durchzuführen. Bisher können das Feld, ein Synthesizer, ein Schrittmotor und ein Lock-In-Verstärker angesteuert werden. Dazu werden bei jedem Messpunkt, sofern aktiviert, zwei *Stanford Research*<sup>TM</sup> 830 Lock-In-Verstärker, zwei *Keithley*<sup>TM</sup> 2000, zwei *Keithley*<sup>TM</sup> 6517A, zwei *Keithley*<sup>TM</sup> 199, ein Group 3 Teslameter, ein Mikrowellenleistungsmesser NRVS, zwei *Rhode und Schwarz*<sup>TM</sup> SMR Synthesizer und ein *Lakeshore*<sup>TM</sup> Gaussmeter 425 ausgelesen. In Grafik A.18 ist ein Screenshot abgebildet, bei dem die zu messenden Geräte ausgewählt werden. Hierbei wird zwischen Geräten während der Messung und im Standby unterschieden. In dieser Registerkarte „Geräteeinstellungen“ werden auch die GPIB-Adressen zugeordnet.

In der Registerkarte „Messwerte“ (siehe Abbildung A.19) wird das aktuelle Spektrum bzw. die aktuelle Messung gezeigt. Es können im unteren linken Bereich die x- und y-Achsen frei aus den gemessenen Geräten gewählt werden. Zum Vergleich können zwei verschiedene y-Kanäle mit unterschiedlichen Achsenskalierungen ausgewählt werden. Eine Messung wird mit dem „START vs. STOP“ Knopf aktiviert. Solange die Messung läuft, ist dieser rot. Rechts oben wird das aktuell gemessene Feld ausgegeben und darunter der Sollwert der x-Achse. Dies ist im vorliegenden Fall die Steuerspannung für das Magnetfeld, könnte aber auch die Mikrowellenfrequenz oder Ähnliches sein. Das Programm wurde so allgemein geschrieben, dass es problemlos auf andere Apparaturen übertragen werden kann. Es muss für den zu verwendenden PC lediglich ein GPIB-Adapter und ein Redlab DA-Wandler vorhanden sein.

In Abbildung A.20 ist die Registerkarte „Messeinstellungen“ aufgeführt, welche die Einstellung speziell für die aktuelle Messung beinhaltet. Links oben kann die Feldachse gewählt werden. Die eigentlichen Feldbereiche müssen derzeit noch manuell am Originalbauteil der FMR-Anlage eingestellt werden. Die hier angegebenen Werte legen zwischen 0 und 10 V die relative Position im eingestellten Feldbereich fest. Ein absolutes Feld kann nicht angesteuert werden, jedoch kann dieses relativ gesehen immer wieder reproduziert werden.

Rechts oben kann der Parameter gesetzt werden, welcher für ein einzelnes Spektrum variiert werden soll. Im Normalfall ist dies das Magnetfeld, es kann aber ebenso die Mikrowellenfrequenz sein oder ein neu hinzuzufügender Wert. Das Einpflegen eines neuen Gerätes dauert in der Regel 30 Minuten und muss nur einmalig durchgeführt werden.

Das Programm bietet die Option, zwischen dem Setzen des Feldes und dem Messen eine beliebige Zeit zu warten. Anschließend kann über eine beliebige Anzahl von Datenpunkten an diesem Feld gemittelt werden. Ein Spektrum kann unidirektional (z. B. nur aufsteigend) oder bidirektional (für Hysteresemessungen) ausgewählt werden. Außer-

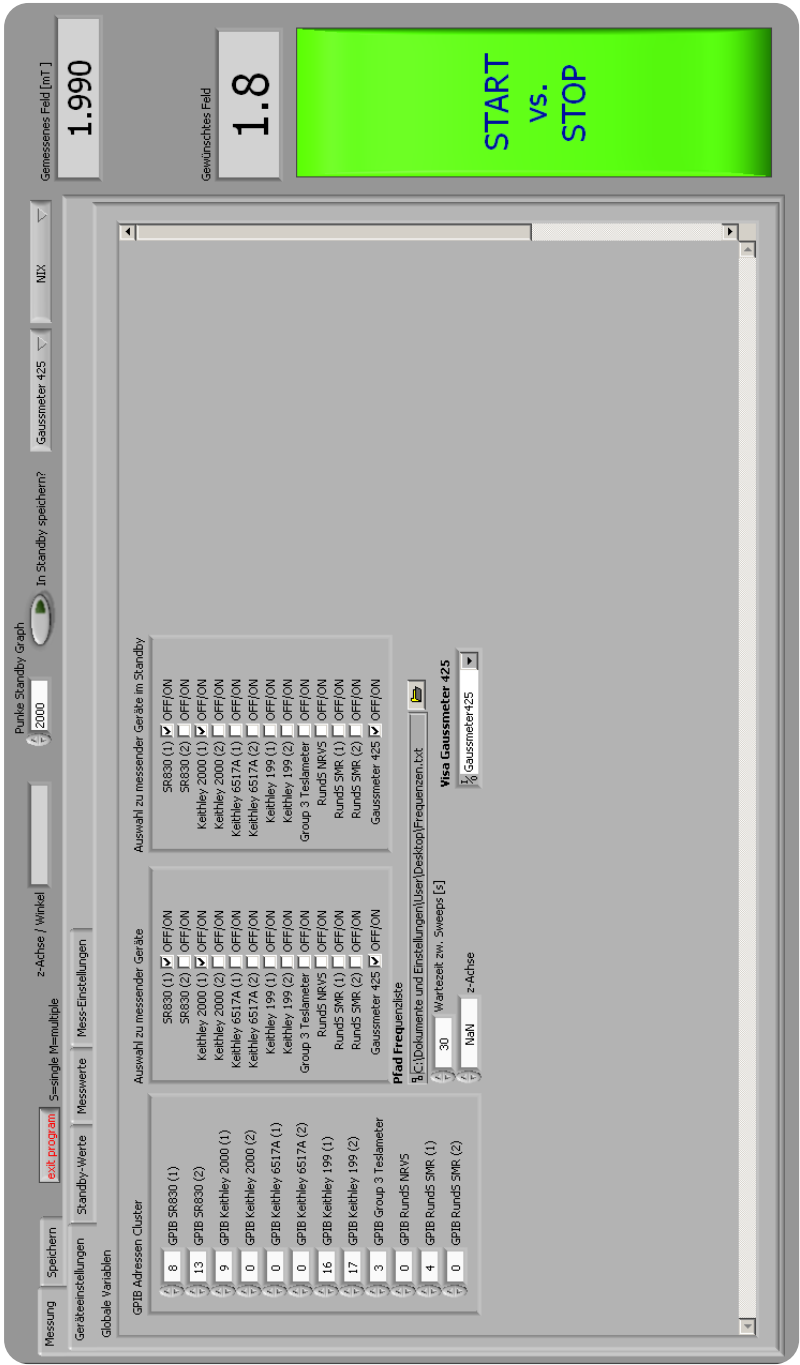


Abbildung A.18: FMR-Software: Grundeinstellungen

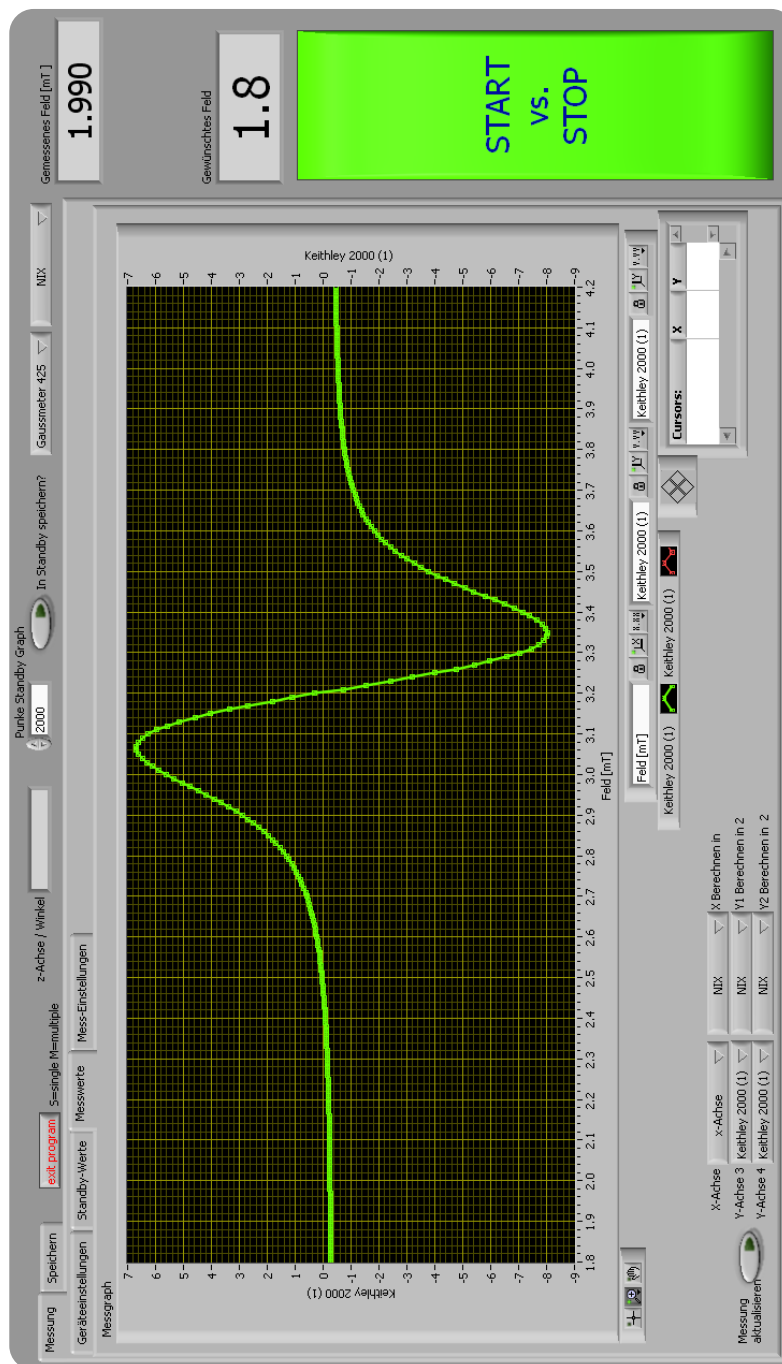
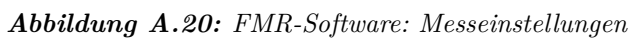
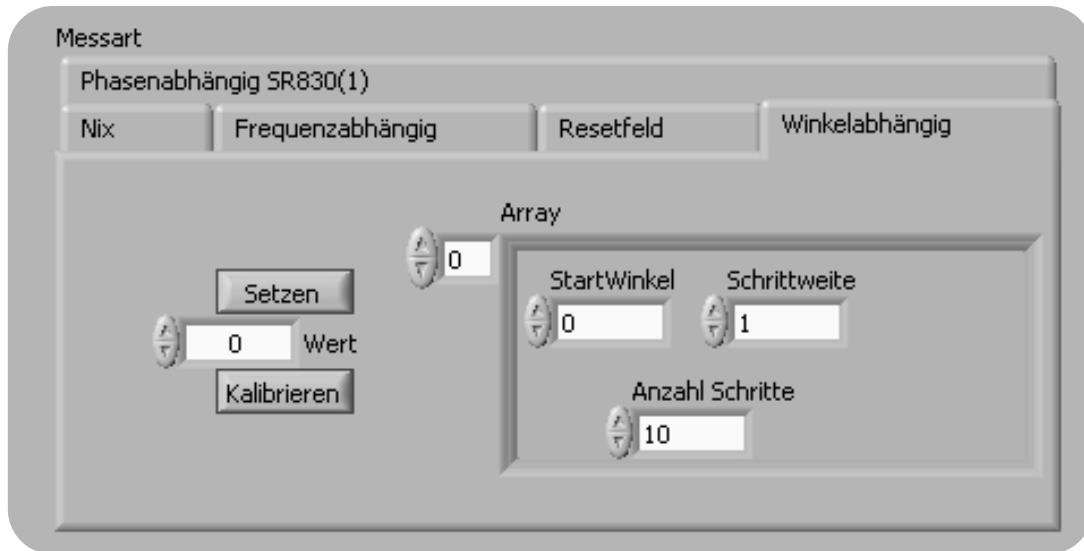


Abbildung A.19: FMR-Software: Messung





**Abbildung A.21:** Einstellungen zur winkelabhängigen Messung. Die Schrittmotorposition kann links auf einen Feldwert kalibriert werden. Wenn man z. B. die Probe orientiert hat, kann man diese Position auf  $0^\circ$  kalibrieren. Dann kann man die Probe z. B. auf  $90^\circ$  fahren, indem man den Wert eintippt und auf „setzen“ klickt. Für automatisiert winkelabhängige Messungen ist rechts ein Array aus Winkelbereichen. Die gezeigten Einstellungen bedeuten, dass von Winkel  $0^\circ$  in  $1^\circ$ -Schritten bis  $9^\circ$  jeweils ein Spektrum aufgenommen wird. Der nächste Array-Eintrag könnte dann z. B. von  $10^\circ$  in  $0.05^\circ$  Schritten weiterlaufen. Es können quasi beliebig viele Arrayeinträge gemacht werden.

dem können beliebig viele Schleifen oder Einzelspektren hintereinander aufgenommen und gemittelt werden.

In der Karteikarte „Messart“ (Details siehe Abbildung A.21) werden messartspezifische Parameter gezeigt. Z. B. gibt es für winkelabhängige Messungen ein Array aus Startwert, Inkrement und Anzahl der Schritte. Es können somit beliebige Änderungen der Winkelschrittweite in beliebig vielen Bereichen eingegeben werden.

Für frequenzabhängige Messungen kann hier auch eine Frequenzliste eingelesen werden. Diese enthält die einzustellenden Messfrequenzen in GHz und die dazugehörigen Mikrowellenleistungen in dBm.

Die gesamte Software wurde unter anderem auch für die röntgendetektierte FMR-Methoden verwendet. Außerdem war sie notwendig, um Messungen mit Referenzarm und diverse Vergleichsmessungen durchführen zu können. Zusätzlich wurden die anderen FMR-Apparaturen entlastet.

#### A.4.4 Simulation der Winkel- und Frequenzabhängigkeiten

Im Rahmen der Dissertation von Ralf Meckenstock [Mec97] wurde in der Programmiersprache Pascal ein Nullstellensuchverfahren auf die Freie Energie gemäß Kapitel 2.2 angewendet. Mit diesem Programm können in einem DOS-Fenster winkel- oder frequenzabhängige Daten simuliert werden. Eine gleichzeitige Simulation beider Abhängigkeiten ist jedoch nicht einfach möglich. Aus diesem Grund und zur Geschwindigkeitsoptimierung durch parallele Datenverarbeitung wurde der Quelltext in Lazarus<sup>TM</sup> [Laz] umgesetzt und in eine ausführbare Datei umgewandelt, welche sich auf das Einlesen von Parametern und die Ausgabe der Simulationsdaten im Textformat beschränkt. Für die Ansteuerung und graphische Ausgabe wurden drei interagierende Programme in Labview<sup>TM</sup> geschrieben: eines zur synchronen Ansteuerung der Simulationssoftware (siehe Grafik A.22), eines für die Winkelabhängigkeit (Ausgabegraph siehe in Grafik A.23) und eines für die Frequenzabhängigkeit (Ausgabegraph siehe in Grafik A.24). Die beiden letzteren können auch unabhängig verwendet werden; die hier nicht gezeigten Eingabefelder sind die gleichen wie in Grafik A.22.

Die in den Grafiken gezeigten Parameter sind die graphisch reevaluierten Messwerte (weiß) aus [Pri82] eines 20 nm-Filmes mit den besten Anpassungen der Simulationen (rot / grün dargestellt). Eine Anpassung mit einem g-Faktor von 2.09 ist hier problemlos mit gewöhnlichen Anisotropieparametern möglich. Eine gleichwertige Anpassung kann auch mit negativem Vorzeichen von  $K_u$  (entspricht  $K_{2\parallel}$ ),  $\text{Alfa} = 90^\circ$  (entspricht  $\varphi_u$ ) und  $K_s = 0.006 \text{ J/m}^3$  (entspricht  $K_{2\perp}$ ) durchgeführt werden. Die Parameter in Grafik A.22 sind wie folgend definiert:

**f:** Messfrequenz der Winkelabhängigkeit in GHz

**M:** Magnetisierung der Probe in A/m

**d:** Schichtdicke in nm

**g:** g-Faktor

**K<sub>1</sub>:** Kristallanisotropie 1. Ordnung in  $\text{J/m}^3$

**K<sub>2</sub>:** Kristallanisotropie 2. Ordnung in  $\text{J/m}^3$

**K<sub>s</sub>:** Grenzflächenanisotropie in  $\text{J/m}^3$

**Alfa:** Winkel zwischen leichter Achse der uniaxialen und Kristallanisotropie in  $^\circ$

**K<sub>u</sub>:** uniaxialer Anisotropieparameter in  $\text{J/m}^3$

**kt:** Winkel für Verkipfung des externen Feldes aus der Filmebene:  $90^\circ$  in Filmebene

**Fläche:** Gibt Kristallschnittfläche an (derzeit 110 und 100 möglich)



**Dämpfungsparameter:** Gilbert-Dämpfungsparameter

**Messrichtung:** Startwinkel für frequenzabhängige Messung in  $^{\circ}$

**g2:** Wert des g-Faktors bei anisotropem Verhalten (im Aufbau; keine Funktion wenn  $g1=g2$ )

**gshift:** Verschiebung des anisotropen g-Faktors in  $^{\circ}$  (im Aufbau; keine Funktion wenn  $g1=g2$ )

**gPotenz:** Potenz des Sinus, mit dem eine Winkelabhängigkeit von g angenommen wird (im Aufbau; keine Funktion wenn  $g1=g2$ )

**Gesamtpunkt:** Anzahl der Simulationspunkte zwischen Start- und Stopfeld je Winkel bei frequenzabhängiger Messung

**Startfeld:** Minimal zu simulierendes Feld in T

**Stopfeld:** Maximal zu simulierendes Feld in T

**Winkelschrittweite:** Schrittweite bei Simulation mehrerer Winkel für Frequenzabhängigkeit in  $^{\circ}$

**Winkelanzahl:** Anzahl der Winkel für Frequenzabhängigkeit

**Punkte:** Anzahl der Punkte pro Grad bei Winkelabhängigkeit

**Startwinkel:** Erster Winkel für winkelabhängige Simulation in  $^{\circ}$

**Stopwinkel:** Letzter Winkel für winkelabhängige Simulation in  $^{\circ}$

The image shows a software interface for setting simulation parameters, organized into three main sections: "Parameter 2", "Loop og", and "Loop". Each section contains several input fields with numerical values and unit indicators.

**Parameter 2:**

- f [GHz]: 16.4
- M [A/m]: 1700
- d [nm]: 20
- g [1]: 2.09
- K1 [J/m<sup>3</sup>]: 42000
- K2 [J/m<sup>3</sup>]: 0
- Ks [J/m<sup>3</sup>]: 0.00490
- Alfa [°]: 0
- Ku [J/m<sup>3</sup>]: 54000
- kt [°]: 90
- Fläche: 110
- Daempfungparameter: 0.00400
- Messrichtung [°]: 0
- g2 [1]: 2.09
- gshift [°]: 0
- gPotenz: 1

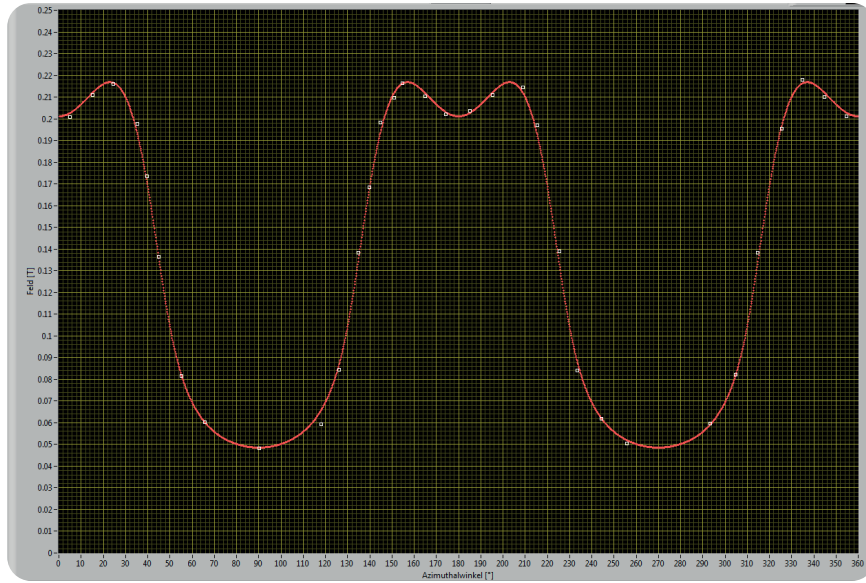
**Loop og:**

- GesamtPunkte [1]: 2000
- Startfeld [ T ]: 0
- StopFeld [ T ]: 0.7
- WinkelSchrittweite [ 1 ]: 90
- WinkelAnzahl [ 1 ]: 2

**Loop:**

- Punkte [1/°]: 5
- Stopwinkel [°]: 360
- StartWinkel [°]: 0

**Abbildung A.22:** Hier sind die möglichen Einstellungen für die Simulation der Winkel- und Frequenzabhängigkeiten gezeigt. Unter „Parameter“ sind die Eigenschaften der magnetischen Schicht abgelegt. Außerdem wird hier die Frequenz für die winkelabhängige Messung festgelegt. Eine erste Näherung für einen anisotropen  $g$ -Faktor (sin-Abhängigkeit mit frei wählbarer Potenz) wurde bereits eingebaut, jedoch wird dies beim Finden der Resonanzfrequenzen nicht beachtet, sondern lediglich eine einfache Näherung in der Darstellung gewählt. Deswegen muss im Normalfall  $g = g_2$  gesetzt werden. Unter „Loop og“ befinden sich die Einstellungen für die frequenzabhängigen Simulationen: Im gezeigten Beispiel werden an 2000 Punkten Lösungen gesucht, die linear zwischen 0 T und 0.7 T liegen. Außerdem wird hier festgelegt, dass zwei verschiedene Richtungen der Magnetisierung simuliert werden, zwischen denen ein Winkel von 90° liegt (in Grafik A.24 die rote und grüne Linie).

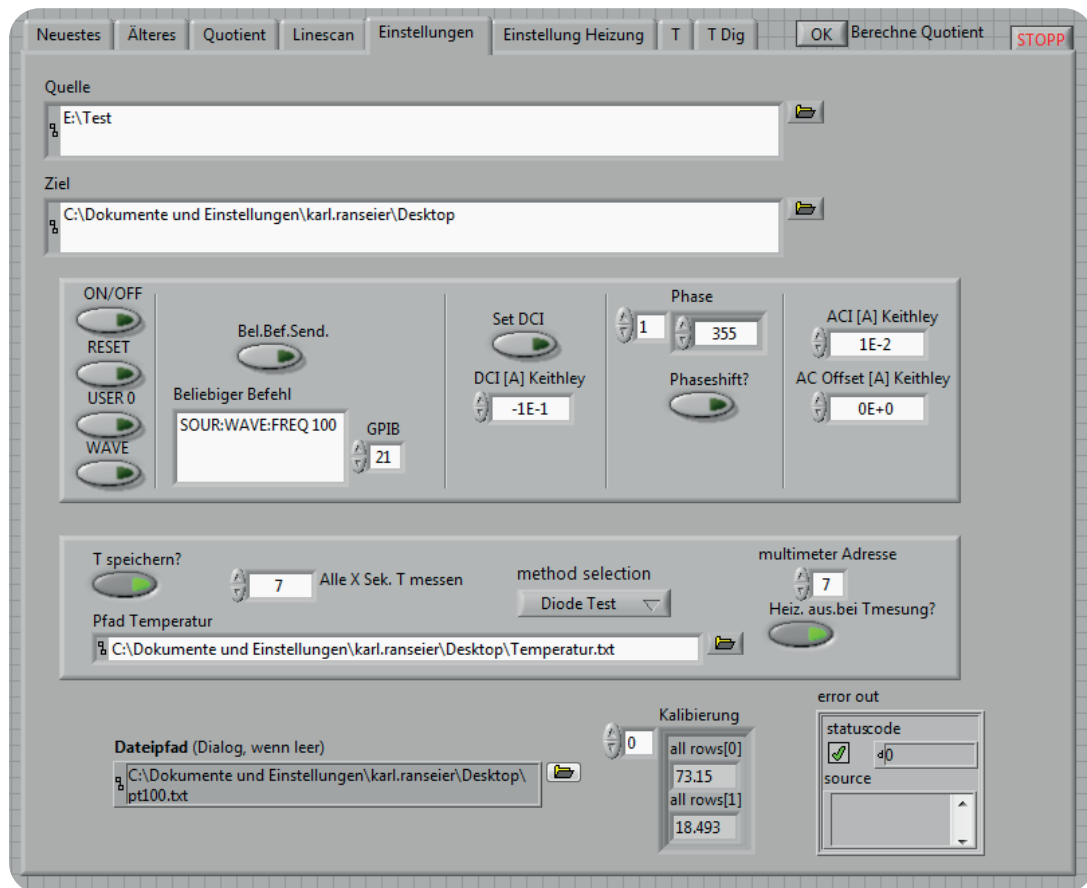


**Abbildung A.23:** Messpunkte (weiß) und Simulation (rot) der winkelabhängigen Messung mit den Rohdaten aus [Pri82], 20 nm Fe/GaAs(110).



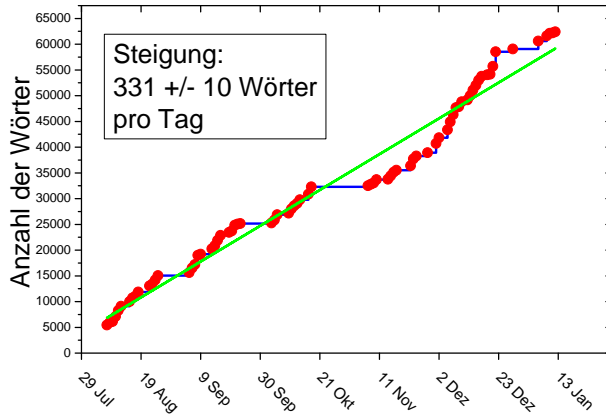
**Abbildung A.24:** Messpunkte (weiß) und Simulation (rot) der frequenzabhängigen Messungen mit den Rohdaten aus [Pri82], 20 nm Fe/GaAs(110). Die blauen Linien geben die Schnittpunkte mit der Messfrequenz der winkelabhängigen Messung an.

## A.4.5 Software zur Suszeptibilitätsmessung

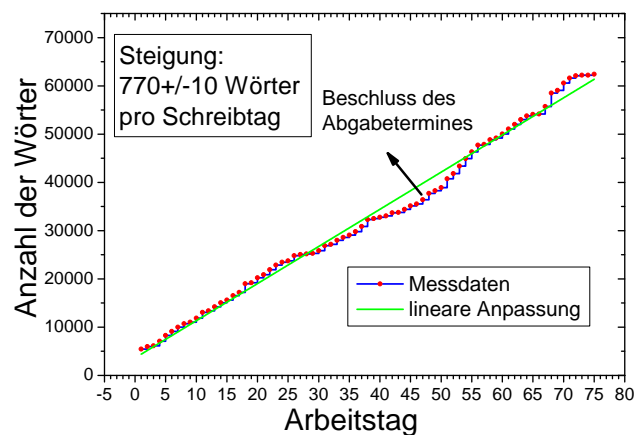


**Abbildung A.25:** Software zur Steuerung der  $\chi_{ac}$ -Messung. Die PEEM-Software schreibt eine Datei in den Ordner „Quelle“. Immer wenn diese Datei detektiert wird, wird die Phasenlage des Zeitraumes, zu dem die Mikrokanalplatte mit Spannung versorgt wird, entsprechend den Vorgaben im Array „Phase“ gesetzt. Diese Funktion kann mit Hilfe des Knopfes „Phaseshift“ deaktiviert werden. Rechts daneben werden der Wechselstrom „ACI“ und ein Störfeldkorrekturwert „AC Offset“ eingestellt. Zur magnetischen Sättigung der Probe kann mit „Set DCI“ ein Konstantstrom „DCI“ gesetzt werden. Mit „ON/OFF“ wird der Ausgang der Stromquelle geschaltet, mit „RESET“ das Gerät auf den Ursprungszustand gesetzt, mit „USER 0“ die vorprogrammierten Werte aufgerufen und mit „WAVE“ der AC-Betrieb aktiviert. Die Temperatur wird mittels des Diodentests eines Keithley<sup>TM</sup> 2000 über ein Pt100-Element gemessen. Der Diodentest bietet den Vorteil, dass zwei verschiedene Ströme zur Widerstandsmessung verwendet werden können und damit eine Kriechspannung / ungewollte Thermospannung herausgerechnet werden kann. In den anderen Registerkarten befinden sich graphische Anzeigen der Temperatur, deren Steuerung und Bildverarbeitungsmethoden.

## A.5 Statistik über den schriftlichen Teil einer Dissertation



**Abbildung A.26:** Der schriftliche Fortschritt der vorliegenden Arbeit. Aufgetragen ist die mit „abracadabra“ im PDF ermittelte Anzahl der Wörter über dem Datum. Die Schreibpausen sind durch Tagungen, Urlaub und Messzeit bedingt.



**Abbildung A.27:** Die gleichen Daten wie zuvor, jedoch in diesem Fall auf reine Schreibtage korrigiert. Die lineare Anpassung ergibt ein Schreibvolumen von  $745 \pm 10$  Wörtern pro Schreibtag. Wie man erkennt kann der Beschluss eines festen Abgabetermines einer Stagnation entgegenwirken (Stagnation bei ungefähr Tag 40). Die Steigung geht zum Ende hin auf die ursprüngliche zurück, da die eingeflossenen Korrekturen meistens nur wenig neue Wörter erzeugten. Vermutlich ist die Produktivität jedoch deutlich größer als sie bei großer Zahl des Arbeitstages scheint.



# Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. ADACHI. *GaAs, AlAs, and  $Al_xGa_{1-x}As$  Material parameters for use in research and device applications.* Journal of Applied Physics Band 58(3): S. R1 (1985), DOI: [10.1063/1.336070](#) ..... 107, 127
- [Aha98] A. AHARONI. *Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms.* Journal of Applied Physics Band 83(6): S. 3432 (1998), DOI: [10.1063/1.367113](#) 19
- [Ant06] C. ANTONIAK, J. LINDNER, V. SALGUEIRINO-MACEIRA, M. FARLE. *Multi-frequency magnetic resonance and blocking behavior of  $Fe_xPt_{1-x}$  nanoparticles.* Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Band 203(11): S. 2968 (2006), DOI: [10.1002/pssa.200567114](#) ..... 30
- [Ant08] C. ANTONIAK. *Magnetische Eigenschaften des Legierungssystems Fe-Pt.* Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2008) ..... 24, 75
- [Ant11] C. ANTONIAK, M. E. GRUNER, M. SPASOVA, A. V. TRUNOVA, F. M. RÖMER, A. WARLAND, B. KRUMME, K. FAUTH, S. SUN, P. ENTEL, M. FARLE, H. WENDE. *A guideline for atomistic design and understanding of ultra-hard nanomagnets.* Nature Communications Band 2: S. 528 (2011), DOI: [10.1038/ncomms1538](#) ..... 63, 74
- [Ari99] R. ARIAS, D. L. MILLS. *Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films.* Physical Review B Band 60: S. 7395 (1999), DOI: [10.1103/PhysRevB.60.7395](#) ..... 26
- [Asp95] A. ASPELMEIER, M. TISCHER, M. FARLE, M. RUSSO, K. BABERSCHKE, D. ARVANITIS. *Ac susceptibility measurements of magnetic monolayers: MCXD, MOKE, and mutual inductance.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 146(3): S. 256 (1995), DOI: [10.1016/0304-8853\(95\)00025-9](#) 56
- [Avr09] M. AVRAM, A. AVRAM, F. COMANESCU, A. POPESCU, C. VOITINCU. *Reactive ion etching for patterning high aspect ratio and nanoscale features.* In *International Semiconductor Conference*, Band 1, S. 253 –256 (2009), DOI: [10.1109/SMICND.2009.5336554](#) ..... 55



- [Bar86] W. BARRY. *A Broad-Band, Automated, Stripline Technique for the Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques Band 34(1): S. 80 (1986), DOI: [10.1109/TMTT.1986.1133283](#) ..... 143
- [Bar10] I. BARSUKOV, R. MECKENSTOCK, J. LINDNER, M. MÖLLER, C. HASSEL, O. POSTH, M. FARLE, H. WENDE. *Tailoring Spin Relaxation in Thin Films by Tuning Extrinsic Relaxation Channels*. IEEE Transactions on Magnetics Band 46(6): S. 2252 (2010), DOI: [10.1109/TMAG.2010.2044482](#) ..... 136
- [Bar11] I. BARSUKOV, F. M. RÖMER, R. MECKENSTOCK, K. LENZ, J. LINDNER, S. HEMKEN TO KRAX, A. BANHOLZER, M. KÖRNER, J. GREBING, J. FASSBENDER, M. FARLE. *Frequency dependence of spin relaxation in periodic systems*. Physical Review B Band 84: S. 140410 (2011), DOI: [10.1103/PhysRevB.84.140410](#) ..... 26, 92, 128, 135, 138
- [Bar12] I. BARSUKOV. *Spindynamik nanoskaliger Systeme*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (voraussichtlich 2012) ..... 138
- [Bau01] E. BAUER. *Photoelectron spectromicroscopy: present and future*. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena Band 114-116: S. 975 (2001), DOI: [10.1016/S0368-2048\(00\)00261-9](#) ..... 41
- [Ben10] N. BENATMANE, S. P. CRANE, F. ZAVALICHE, R. RAMESH, T. W. CLINTON. *Voltage-dependent ferromagnetic resonance in epitaxial multiferroic nanocomposites*. Applied Physics Letters Band 96(8):082503 (2010), DOI: [10.1063/1.3319507](#) ..... 79, 141
- [Ber84] R. BERGHOLZ, U. GRADMANN. *Structure and magnetism of oligatomic Ni(111)-films on Re(0001)*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 45: S. 389 (1984), DOI: [10.1016/0304-8853\(84\)90035-0](#) ..... 101
- [Ber04a] L. BERGMANN, C. SCHÄFER. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 2. Gruyter (2004) ..... 29
- [Ber04b] L. BERGMANN, C. SCHÄFER. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 3. Gruyter (2004) ..... 33
- [BH06] A. T. B. HILLEBRANDS, Herausgeber. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, Kapitel Spin-Wave Excitations in Finite Rectangular Elements. Springer Verlag Berlin Heidelberg (2006) ..... 118
- [Bla05] J. BLAND, B. HEINRICH, Herausgeber. *Ultrathin magnetic structures I – An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties*. Springer, Berlin Heidelberg New York, 2. Auflage (2005) ..... 17

- 
- [Blo46] F. BLOCH. *Nuclear Induction*. Physical Review Band 70: S. 460 (1946), DOI: [10.1103/PhysRev.70.460](https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.460) ..... 26
- [Bon86] D. BONNENBERG, K. A. HEMPEL, H. P. J. WIJN. *Landolt-Börnstein*, Band IIV19a, Kapitel Magnetic Properties of 3d, 4d, and 5d Elements, Alloys and Compounds, S. 178. Springer-Verlag, Berlin (1986) ..... 17, 121, 124, 125
- [Bov96] U. BOVENSIEPEN. *Suszeptibilitätsmessungen an Monolagen Ni/Cu(001) im UHV*. Diploma thesis, Institut für Experimentalphysik, Freie Universität Berlin (1996) ..... 12, 41
- [Bru89a] P. BRUNO. *Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers*. Physical Review B Band 39: S. 865 (1989), DOI: [10.1103/PhysRevB.39.865](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.865) ..... 17
- [Bru89b] P. BRUNO, J.-P. RENARD. *Magnetic surface anisotropy of transition metal ultrathin films*. Applied Physics A Band 49(5): S. 499 (1989), DOI: [10.1007/BF00617016](https://doi.org/10.1007/BF00617016) ..... 17
- [Bru96] P. BRUNO, Y. SUZUKI, C. CHAPPERT. *Magneto-optical Kerr effect in a paramagnetic overlayer on a ferromagnetic substrate: A spin-polarized quantum size effect*. Physical Review B Band 53(14): S. 9214 (1996), DOI: [10.1103/PhysRevB.53.9214](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.9214) ..... 35
- [Bue77] M. J. BUERGER. *Kristallographie*. De Gruyter (1977) ..... 36
- [Bus11] S. BUSCHHORN, F. BRÜSSING, R. ABRUDAN, H. ZABEL. *Precessional damping of Fe magnetic moments in a FeNi film*. Journal of Physics D: Applied Physics Band 44(16): S. 165001 (2011), DOI: [10.1088/0022-3727/44/16/165001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/16/165001) .. 24
- [Cal66] H. CALLEN, E. CALLEN. *The present status of the temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy, and the  $l(l+1)2$  power law*. Journal of Physics and Chemistry of Solids Band 27(8): S. 1271 (1966), DOI: [10.1016/0022-3697\(66\)90012-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(66)90012-6) ..... 19
- [Car58] W. J. CARR. *Temperature Dependence of Ferromagnetic Anisotropy*. Physical Review Band 109: S. 1971 (1958), DOI: [10.1103/PhysRev.109.1971](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1971) ..... 19
- [Car87] C. CARBONE, B. T. JONKER, K.-H. WALKER, G. A. PRINZ, E. KISKER. *The epitaxial growth of Fe on GaAs(110): Development of the electronic structure and interface formation*. Solid State Communications Band 61(5): S. 297 (1987), DOI: [10.1016/0038-1098\(87\)90300-0](https://doi.org/10.1016/0038-1098(87)90300-0) ..... 13, 107
- [Cha10] M. CHARILAOU, K. LENZ, W. KUCH. *Spin-pumping-enhanced magnetic damping in ultrathin Cu(001)/Co/Cu and Cu(001)/Ni/Cu films*. Journal

- of Magnetism and Magnetic Materials Band 322(14): S. 2065 (2010), DOI: [10.1016/j.jmmm.2010.01.035](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.01.035) ..... 146
- [Che02a] D.-X. CHEN, E. PARDO, A. SANCHEZ. *Demagnetizing factors of rectangular prisms and ellipsoids*. IEEE Transactions on Magnetism Band 38(4): S. 1742 (2002), DOI: [10.1109/TMAG.2002.1017766](https://doi.org/10.1109/TMAG.2002.1017766) ..... 20
- [Che02b] D.-X. CHEN, C. PRADOS, E. PARDO, A. SANCHEZ, A. HERNANDO. *Transverse demagnetizing factors of long rectangular bars: I. Analytical expressions for extreme values of susceptibility*. Journal of Applied Physics Band 91(8): S. 5254 (2002), DOI: [10.1063/1.1459745](https://doi.org/10.1063/1.1459745) ..... 20
- [Cho04] S.-B. CHOE, Y. ACREMANN, A. SCHOLL, A. BAUER, A. DORAN, J. STÖHR, H. A. PADMORE. *Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics*. Science Band 304(5669): S. 420 (2004), DOI: [10.1126/science.1095068](https://doi.org/10.1126/science.1095068) ..... 41
- [Dat90] S. DATTA, B. DAS. *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters Band 56(7): S. 665 (1990), DOI: [10.1063/1.102730](https://doi.org/10.1063/1.102730) ..... 12
- [DeL93] E. D. DELACHEIS. *Magnetostriction: Theory and applications of magnetoelasticity*. CRC Press (1993) ..... 126
- [Dem04a] W. DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer (2004) ..... 146
- [Dem04b] W. DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer (2004) ..... 37
- [Den06] Y. DENG, R. P. PANDIAN, R. AHMAD, P. KUPPUSAMY, J. L. ZWEIER. *Application of magnetic field over-modulation for improved EPR linewidth measurements using probes with Lorentzian lineshape*. Journal of Magnetic Resonance Band 181(2): S. 254 (2006), DOI: [10.1016/j.jmr.2006.05.010](https://doi.org/10.1016/j.jmr.2006.05.010) . 133
- [DiT11] DiTOM MICROWAVE INC. *www.ditom.com* (2011). URL [http://ditom.com/single\\_junction\\_circulators10.php](http://ditom.com/single_junction_circulators10.php) ..... 89
- [Dub82] L. H. DUBOIS, G. P. SCHWARTZ. *Surface optical phonons and hydrogen chemisorption on polar and nonpolar faces of GaAs, InP, and GaP*. Physical Review B Band 26: S. 794 (1982), DOI: [10.1103/PhysRevB.26.794](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.26.794) .. 13, 107
- [Dür09] H. DÜRR, T. EIMÜLLER, H.-J. ELMERS, S. EISEBITT, M. FARLE, W. KUCH, F. MATTHES, M. MARTINS, H.-C. MERTINS, P. OPPENEER, L. PLUCINSKI, C. SCHNEIDER, H. WENDE, W. WURTH, H. ZABEL. *A Closer Look Into Magnetism: Opportunities With Synchrotron Radiation*. IEEE Transactions on Magnetism Band 45(1): S. 15 (2009), DOI: [10.1109/TMAG.2008.2006667](https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2006667) 12, 41

- 
- [Ers75] J. L. ERSKINE, E. A. STERN. *Calculation of the M23 magneto-optical absorption spectrum of ferromagnetic nickel*. Physical Review B Band 12(11): S. 5016 (1975), DOI: [10.1103/PhysRevB.12.5016](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.12.5016) ..... 12, 41
- [Far98] M. FARLE. *Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers*. Reports on Progress in Physics Band 61(7): S. 755 (1998), DOI: [10.1088/0034-4885/61/7/001](https://doi.org/10.1088/0034-4885/61/7/001) ..... 12, 17, 20
- [Fas06] J. FASSBENDER, J. VON BORANY, A. MÜCKLICH, K. POTZGER, W. MÖLLER, J. MCCORD, L. SCHULTZ, R. MATTHEIS. *Structural and magnetic modifications of Cr-implanted Permalloy*. Physical Review B Band 73: S. 184410 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevB.73.184410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.184410) ..... 136
- [Fas08] J. FASSBENDER, J. MCCORD. *Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 320(3-4): S. 579 (2008), DOI: [10.1016/j.jmmm.2007.07.032](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.07.032) ..... 135
- [Fee87] R. M. FEENSTRA, J. A. STROSCIO, J. TERSOFF, A. P. FEIN. *Atom-selective imaging of the GaAs(110) surface*. Physical Review Letters Band 58: S. 1192 (1987), DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1192](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1192) ..... 13, 107
- [Fin97] R. FINK, M. WEISS, E. UMBACH, D. PREIKSZAS, H. ROSE, R. SPEHR, P. HARTEL, W. ENGEL, R. DEGENHARDT, R. WICHTENDAHL, H. KUHLENBECK, W. ERLEBACH, K. IHMANN, R. SCHLÖGL, H.-J. FREUND, A. BRADSHAW, G. LILIENKAMP, T. SCHMIDT, E. BAUER, G. BENNER. *SMART: a planned ultrahigh-resolution spectromicroscope for BESSY II*. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena Band 84(1-3): S. 231 (1997), DOI: [10.1016/S0368-2048\(97\)00016-9](https://doi.org/10.1016/S0368-2048(97)00016-9) ..... 43
- [Fol03] L. FOLKS, R. E. FONTANA, B. A. GURNEY, J. R. CHILDRESS, S. MAAT, J. A. KATINE, J. E. E. BAGLIN, A. J. KELLOCK. *Localized magnetic modification of permalloy using Cr<sup>+</sup> ion implantation*. Journal of Physics D: Applied Physics Band 36(21): S. 2601 (2003), DOI: [10.1088/0022-3727/36/21/001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/21/001) 135
- [Fri11] N. FRIEDENBERGER. *Single Nanoparticle Magnetism: Hysteresis of Monomers, Dimers and Many-Particle Ensembles*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2011) ..... 12, 16, 41
- [Gil04] T. GILBERT. *A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*. IEEE Transactions on Magnetism Band 40(6): S. 3443 (2004), DOI: [10.1109/TMAG.2004.836740](https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740) ..... 25
- [Gui07] Y. S. GUI, N. MECKING, A. WIRTHMANN, L. H. BAI, C.-M. HU. *Electrical detection of the ferromagnetic resonance: Spin-rectification versus bolo-*

- metric effect*. Applied Physics Letters Band 91(8): S. 082503 (2007), DOI: [10.1063/1.2772764](https://doi.org/10.1063/1.2772764) ..... 85
- [Hak02] H. HAKEN, H. C. WOLF. *Atom- und Quantenphysik*. Springer (2002) 16, 38
- [Has08] C. HASSEL, F. M. RÖMER, R. MECKENSTOCK, G. DUMPICH, J. LINDNER. *Magnetization reversal in epitaxial Fe nanowires on GaAs(110)*. Physical Review B Band 77: S. 224439 (2008), DOI: [10.1103/PhysRevB.77.224439](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.224439) 65
- [Has09a] C. HASSEL. *Spinabhängiger Transport in epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110)*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2009) 22, 65, 112, 127
- [Has09b] C. HASSEL, F. M. RÖMER, G. DUMPICH, J. LINDNER. *Absence of weak electron localization in epitaxial Fe wires on GaAs(110)*. Physical Review B Band 79: S. 092417 (2009), DOI: [10.1103/PhysRevB.79.092417](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.092417) ..... 65
- [Has09c] C. HASSEL, S. STIENEN, F. M. RÖMER, R. MECKENSTOCK, G. DUMPICH, J. LINDNER. *Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial Fe wires*. Applied Physics Letters Band 95(3):032504 (2009), DOI: [10.1063/1.3187219](https://doi.org/10.1063/1.3187219) ..... 65
- [Has11] C. HASSEL, F. RÖMER, N. RECKERS, F. KRONAST, G. DUMPICH, J. LINDNER. *Domain wall resistance in epitaxial Fe wires*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 323(7): S. 1027 (2011), DOI: [10.1016/j.jmmm.2010.12.012](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.12.012) 65
- [Hec11] O. HECZKO, J. KOPEČEK, D. MAJTÁS, M. LANDA. *Magnetic and magnetoelastic properties of Ni-Mn-Ga – Do they need a revision?* Journal of Physics: Conference Series Band 303(1): S. 012081 (2011), DOI: [10.1088/1742-6596/303/1/012081](https://doi.org/10.1088/1742-6596/303/1/012081) ..... 127
- [Hei28] W. HEISENBERG. *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei Band 49: S. 619 (1928), DOI: [10.1007/BF01328601](https://doi.org/10.1007/BF01328601) 16
- [Hei91] B. HEINRICH, Z. CELINSKI, J. F. COCHRAN, A. S. ARROTT, K. MYRTLE. *Magnetic anisotropies in single and multilayered structures (invited)*. Journal of Applied Physics Band 70(10): S. 5769 (1991), DOI: [10.1063/1.350156](https://doi.org/10.1063/1.350156) 22, 99, 105
- [Hei93] B. HEINRICH, J. F. COCHRAN. *Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions*. Advances in Physics Band 42(5): S. 523 (1993), DOI: [10.1080/00018739300101524](https://doi.org/10.1080/00018739300101524) ..... 20
- [Hel08] J. HELSZAJN. *The stripline circulator*. Wiley (2008) ..... 88

- 
- [Her63] G. HERTZ, R. ROMPE. *Einführung in die Plasmaphysik und ihre technische Anwendung*. Akademie-Verlag (1963) ..... 40
- [Her10] K. HERMANN, M. A. V. HOVE. *LEEDPat Software 3.0* (2010). URL <http://www.fhi-berlin.mpg.de/KHsoftware/LEEDpat/index.html> ... 96
- [Heu93] H. HEUSER. *Lehrbuch der Analysis, Teil 1*. B. G. Teubner, Stuttgart, 10. Aufl. Auflage (1993) ..... 28
- [Hey10] L. HEYNE. *Manipulation of Magnetic Domain Walls and Vortices by Current Injection*. Dissertation, Universität Konstanz (2010) ..... 42
- [Hjo96] O. HJORTSTAM, J. TRYGG, J. M. WILLS, B. JOHANSSON, O. ERIKSSON. *Calculated spin and orbital moments in the surfaces of the 3d metals Fe, Co, and Ni and their overlayers on Cu(001)*. Physical Review B Band 53: S. 9204 (1996), DOI: [10.1103/PhysRevB.53.9204](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.9204) ..... 20
- [Hog53] C. L. HOGAN. *The Ferromagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies and its Applications*. Review of Modern Physics Band 25(1): S. 253 (1953), DOI: [10.1103/RevModPhys.25.253](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.25.253) ..... 87
- [Höl01] R. HÖLLINGER, M. ZÖLFL, R. MOOSBÜHLER, G. BAYREUTHER. *In-plane spin reorientation transitions in epitaxial Fe(110)/GaAs(110) films*. Journal of Applied Physics Band 89(11): S. 7136 (2001), DOI: [10.1063/1.1354585](https://doi.org/10.1063/1.1354585) 116, 117, 123, 129
- [Hub98] A. HUBERT, R-SCHÄFER. *Magnetic Domains*. Springer (1998) ..... 19
- [Ins11] Institut für Hochfrequenztechnik, Technische Universität Hamburg-Harburg. *Interdisziplinäres Laborpraktikum, Versuch 804: Nichtreziproke Ferritbauelemente* (2011). URL [http://www.tu-harburg.de/et3/students/Skripte\\_ss11/V804.pdf](http://www.tu-harburg.de/et3/students/Skripte_ss11/V804.pdf) ..... 87, 88
- [Jac83] J. JACKSON. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin / New York (1983) ..... 25, 26, 27
- [Jia01] J. JIANG, R. T. WEBER. *Elexsys E 500 User's Manual Advanced Operations*. Bruker, 2.0 Auflage (2001) ..... 134
- [Keb06] T. KEBE. *SQUID-Magnetometry on Fe Monolayers on GaAs(001) in UHV*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2006). URL <http://deposit.d-nb.de/cgi-bin/dokserv?idn=983031193> ..... 37, 38
- [Ker76] J. KERR. *On the rotation of the Plane of Polarization by Reflection from a magnetic Pole*. Report of the British Association for the Advancement of Science Band 40: S. 40 (1876) ..... 34



- [Kit02] C. KITTEL. *Einführung in die Festkörperphysik, 13. Auflage*. Oldenbourg Verlag München, Wien (2002) ..... 15, 53, 82, 98, 149, 150
- [Kro10] F. KRONAST, J. SCHLICHTING, F. RADU, S. MISHRA, T. NOLL, H. DÜRR. *Spin-resolved photoemission microscopy and magnetic imaging in applied magnetic fields*. Surface and Interface Analysis Band 42(10-11): S. 1532 (2010), DOI: 10.1002/sia.3561 ..... 43
- [Kro11] F. KRONAST, N. FRIEDENBERGER, K. OLLEFS, S. GLIGA, L. TATI-BISMATHS, R. THIES, A. NEY, R. WEBER, C. HASSEL, F. M. RÖMER, A. V. TRUNOVA, C. WIRTZ, R. HERTEL, H. A. DÜRR, M. FARLE. *Element-Specific Magnetic Hysteresis of Individual 18 nm Fe Nanocubes*. Nano Letters Band 11(4): S. 1710 (2011), DOI: 10.1021/nl200242c ..... 63, 74, 75
- [Kuc04] W. KUCH. *X-ray Magnetic Circular Dichroism for Quantitative Element-Resolved Magnetic Microscopy*. Physica Scripta Band T109(T109): S. 89 (2004), DOI: 10.1238/Physica.Topical.109a00089 ..... 32, 33
- [Kur97] D. KUROWSKI, R. MECKENSTOCK, J. PELZL, K. BRAND, P. SONNTAG, P. GRÜNBERG. *Ferromagnetic resonance and x-ray diffraction investigations of ion irradiated Ag/Fe/Ag-(001)-films*. The 41st annual conference on magnetism and magnetic materials Band 81(8): S. 5243 (1997), DOI: 10.1063/1.364479 ..... 94, 107, 127
- [Lan28] I. LANGMUIR. *Oscillations in ionized Gases*. Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA Band 14: S. 627 (128) ..... 39
- [Lan35] L. D. LANDAU, E. M. LIFSHITZ. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion Band 8: S. 153 (1935) ..... 23
- [Laz] LAZARUS. *Lazarus Free Pascal*. URL <http://www.lazarus.freepascal.org/> ..... 174
- [Lin03a] J. LINDNER. *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*. Dissertation, Freie Universität Berlin (2003). URL [http://users.physik.fu-berlin.de/~bab/start\\_frame2/diss/JLdiss.pdf](http://users.physik.fu-berlin.de/~bab/start_frame2/diss/JLdiss.pdf) ..... 23, 25, 77
- [Lin03b] J. LINDNER, K. LENZ, E. KOSUBEK, K. BABERSCHKE, D. SPODDIG, R. MECKENSTOCK, J. PELZL, Z. FRAIT, D. L. MILLS. *Non-Gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon scattering*. Physical Review B Band 68: S. 060102 (2003), DOI: 10.1103/PhysRevB.68.060102 ..... 13



- 
- [Lin08] J. LINDNER, M. FARLE. *Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, Kapitel Magnetic Anisotropy of Heterostructures, S. 45–96. Springer-Verlag Berlin (2008), DOI: [10.1007/978-3-540-73462-8](https://doi.org/10.1007/978-3-540-73462-8) 2 13, 15, 19, 20, 22, 107
- [Lin10] J. LINDNER, C. HASSEL, A. TRUNOVA, F. ROMER, S. STIENEN, I. BARSUKOV. *Magnetism of Single-Crystalline Fe Nanostructures*. Journal of Nanoscience and Nanotechnology Band 10(9): S. 6161 (2010), DOI: [10.1166/jnn.2010.2597](https://doi.org/10.1166/jnn.2010.2597) 74
- [Lin12] J. LINDNER. *Spin-Dynamics at the nanoscale probed by Ferromagnetic Resonance*. noch nicht veröffentlicht (voraussichtlich 2012) ..... 25, 26, 27
- [Mad06] M. MADAMI, S. TACCHI, G. CARLOTTI, G. GUBBIOTTI, G. SOCINO. *Thickness dependence of magnetic anisotropy in uncovered and Cu-covered Fe/GaAs(110) ultrathin films studied by in situ Brillouin light scattering*. Journal of Applied Physics Band 99(8):08J701 (2006), DOI: [10.1063/1.2165927](https://doi.org/10.1063/1.2165927) . 117, 127, 128
- [Mag07] Y. MAGUIRE, I. L. CHUANG, S. ZHANG, N. GERSHENFELD. *Ultra-small-sample molecular structure detection using microslot waveguide nuclear spin resonance*. Proceedings of the National Academy of Sciences Band 104(22): S. 9198 (2007), DOI: [10.1073/pnas.0703001104](https://doi.org/10.1073/pnas.0703001104) ..... 77
- [Mar07] O. MARGEAT, M. TRAN, M. SPASOVA, M. FARLE. *Magnetism and structure of chemically disordered FePt<sub>3</sub> nanocubes*. Physical Review B Band 75(13):134410 (2007), DOI: [10.1103/PhysRevB.75.134410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.134410) ..... 12, 41
- [May98] F. MAY, P. SRIVASTAVA, M. FARLE, U. BOVENSIEPEN, H. WENDE, R. CHAUVISTRÉ, K. BABERSCHKE. *Element-specific Curie temperatures of Ni/Cu/Co trilayers*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 177-181(Part 2): S. 1220 (1998), DOI: [10.1016/S0304-8853\(97\)00771-3](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)00771-3). International Conference on Magnetism (Part II) ..... 12, 41
- [May01] S. G. MAYR, K. SAMWER. *Model for Intrinsic Stress Formation in Amorphous Thin Films*. Physical Review Letters Band 87(3): S. 036105 (2001), DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.036105](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.036105) ..... 104
- [McP03] S. MCPHAIL, C. M. GÜRTLER, F. MONTAIGNE, Y. B. XU, M. TSELEPI, J. A. C. BLAND. *Interface bonding versus strain-induced magnetic anisotropy in epitaxial Fe/semiconductor structures*. Physical Review B Band 67: S. 0424409 (2003), DOI: [10.1103/PhysRevB.67.024409](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.024409) ..... 101, 102, 104, 105

- [Mec97] R. MECKENSTOCK. *Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Fe/Ag-Schichtsystemen mit der konventionellen und der orts aufgelösten ferromagnetischen Resonanz*. Dissertation, Universität Bochum (1997) .. 22, 23, 26, 77, 119, 174
- [Mec04] R. MECKENSTOCK, D. SPODDIG, Z. FRAIT, V. KAMBERSKY, J. PELZL. *Anisotropic Gilbert damping in epitaxial Fe films on InAs(0 0 1)*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 272-276: S. 1203 (2004), DOI: 10.1016/j.jmmm.2003.12.047. Cited By (since 1996) 4 ..... 129, 130, 131
- [Mec06] R. MECKENSTOCK, I. BARSUKOV, C. BIRCAN, A. REMHOFF, D. DIETZEL, D. SPODDIG. *Imaging of ferromagnetic-resonance excitations in Permalloy nanostructures on Si using scanning near-field thermal microscopy*. Journal of Applied Physics Band 99(8): S. 08C706 (2006), DOI: 10.1063/1.2171929 136
- [Mei22] L. MEITNER. *Über die  $\beta$ -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der  $\Gamma$ -Strahlung*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei Band 11: S. 35 (1922), DOI: 10.1007/BF01328399 ..... 38
- [Mei09] R. MEIER, G. BAYREUTHER. *Anisotropy of the Curie temperature in ultrathin epitaxial Fe(001) wire arrays*. In DPG Verhandlungen Dresden (2009) 12, 41
- [Mes07] B. L. MESLER, P. FISCHER, W. CHAO, E. H. ANDERSON, D.-H. KIM. *Soft x-ray imaging of spin dynamics at high spatial and temporal resolution*. Journal of Vacuum Science and Technology B Band 25(6): S. 2598 (2007), DOI: 10.1116/1.2806977 ..... 41
- [Mit96] C. E. J. MITCHELL. *Structural and electronic properties of clean (2x4) reconstructed and Sulphur-passivated InP(100)*. Dissertation, Queen's University (1996) ..... 95
- [Mod00] M. MODIGELL, J. PRÖLSS. *Kaltes Plasma zur Oxidation von flüchtigen Kohlenwasserstoffen*. Chemie Ingenieur Technik Band 72(8): S. 871 (2000), DOI: 10.1002/1522-2640(200008)72:8<871::AID-CITE871>3.0.CO;2-O .. 39
- [Moe03] W. MOERS. *Rumo und die Wunder im Dunkeln*. Piper München (2003) . 3
- [Möl88] W. MÖLLER, W. ECKSTEIN, J. BIRSACK. *Tridyn-binary collision simulation of atomic collisions and dynamic composition changes in solids*. Computer Physics Communications Band 51(3): S. 355 (1988), DOI: 10.1016/0010-4655(88)90148-8 ..... 135
- [Möl06] M. MÖLLER, D. SPODDIG, R. MECKENSTOCK. *Investigation of dynamic and static magnetic properties of Fe(001)/ZnSe by simultaneous measurement of*

- ferromagnetic resonance, magneto-optical Kerr effect, and non-time-resolved magneto-optical Kerr effect detected ferromagnetic resonance.* Journal of Applied Physics Band 99(8): S. 08J310 (2006), DOI: [10.1063/1.2177193](https://doi.org/10.1063/1.2177193) . 34, 116
- [Möl10] M. MÖLLER. *Magneto-Optical Detection of Ferromagnetic Resonance in Single-Crystalline Iron Thin Films.* Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2010). URL <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn:nbn:de:hbz:294-29414> ..... 28, 84, 116
- [Nak99] R. NAKAJIMA, J. STÖHR, Y. U. IDZERDA. *Electron-yield saturation effects in L-edge x-ray magnetic circular dichroism spectra of Fe, Co, and Ni.* Physical Review B Band 59: S. 6421 (1999), DOI: [10.1103/PhysRevB.59.6421](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.6421) 121, 126
- [Née54] L. NÉEL. *Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation.* Journal de Physique et le Radium Band 15: S. 225 (1954), DOI: [10.1051/jphys-rad:01954001504022500](https://doi.org/10.1051/jphys-rad:01954001504022500) ..... 22
- [Nem11] H. T. NEMBACH, T. J. SILVA, J. M. SHAW, M. L. SCHNEIDER, M. J. CAREY, S. MAAT, J. R. CHILDRESS. *Perpendicular ferromagnetic resonance measurements of damping and Landé g-factor in sputtered  $(\text{Co}_2\text{Mn})_{1-x}\text{Ge}_x$  thin films.* Physical Review B Band 84: S. 054424 (2011), DOI: [10.1103/PhysRevB.84.054424](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.054424) ..... 129
- [Ney98] A. NEY. *Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus an Ein-, Zwei- und Dreifachschichten der 3d Übergangsmetalle.* Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (1998) ..... 32
- [Nie04] R. D. NIELSEN, B. H. ROBINSON. *The effect of field modulation on a simple resonance line shape.* Concepts in Magnetic Resonance Part A Band 23A(1): S. 38 (2004), DOI: [10.1002/cmra.20018](https://doi.org/10.1002/cmra.20018) ..... 166
- [Nol02] W. NOLTING. *Grundkurs Theoretische Physik 5/2.* Springer (2002) ..... 32
- [Ort69] J. W. ORTON. *Electron Paramagnetic Resonance: an Introduction to Transition Group Ions In Crystals.* Gordon and Breach Science Publishers (1969) 24
- [Our03] K. OURA, V. LIFSHITS, A. SARANIN, A. ZOTOV, M. KATAYAMA. *Surface Science - An Introduction.* Springer (2003) ..... 35, 36, 37
- [Pan09] G. PANACCIONE, I. VOBORNIK, J. FUJII, D. KRIZMANCIC, E. ANNESE, L. GIOVANELLI, F. MACCHEROZZI, F. SALVADOR, A. D. LUISA, D. BENEDETTI, A. GRUDEN, P. BERTOCH, F. POLACK, D. COCCO, G. SOSTERO, B. DIVIACCO, M. HOCHSTRASSER, U. MAIER, D. PESCIA, C. H. BACK,

- T. GREBER, J. OSTERWALDER, M. GALAKTIONOV, M. SANCROTTI, G. ROSSI. *Advanced photoelectric effect experiment beamline at Elettra: A surface science laboratory coupled with Synchrotron Radiation*. Review of Scientific Instruments Band 80(4):043105 (2009), DOI: [10.1063/1.3119364](https://doi.org/10.1063/1.3119364) ... [121](#), [124](#)
- [Pel03] J. PELZL, R. MECKENSTOCK, D. SPODDIG, F. SCHREIBER, J. PFLAUM, Z. FRAIT. *Spin-orbit-coupling effects on g-value and damping factor of the ferromagnetic resonance in Co and Fe films*. Journal of Physics: Condensed Matter Band 15(5): S. S451 (2003), DOI: [10.1088/0953-8984/15/5/302](https://doi.org/10.1088/0953-8984/15/5/302) .. [13](#), [108](#), [125](#), [126](#)
- [Pol49] D. POLDER. *On the Theory of Ferromagnetic Resonance*. Philosophical Magazine Series 7 Band 40(300): S. 99 (1949), DOI: [10.1080/14786444908561215](https://doi.org/10.1080/14786444908561215) [23](#)
- [Poo67] C. P. POOLE. *Electron Spin Resonance*. Interscience Publishers John Wiley and Sons (1967) ..... [76](#)
- [Pri81] G. PRINZ, J. KREBS. *Molecular beam epitaxial growth of single-crystal Fe films on GaAs*. Applied Physics Letters Band 39(5): S. 397 (1981), DOI: [10.1063/1.92750](https://doi.org/10.1063/1.92750) ..... [107](#), [128](#)
- [Pri82] G. A. PRINZ, G. T. RADO, J. J. KREBS. *Magnetic properties of single crystal 110 iron films grown on GaAs by molecular beam epitaxy*. Journal of Applied Physics Band 53(3): S. 2087 (1982), DOI: [10.1063/1.330707](https://doi.org/10.1063/1.330707) .. [114](#), [116](#), [128](#), [174](#), [177](#)
- [Rad82] G. T. RADO. *Theory of ferromagnetic resonance and static magnetization in ultrathin crystals*. Physical Review B Band 26: S. 295 (1982), DOI: [10.1103/PhysRevB.26.295](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.26.295) ..... [18](#)
- [Rad85] G. T. RADO. *Erratum: Theory of ferromagnetic resonance and static magnetization in ultrathin crystals*. Physical Review B Band 32: S. 6061 (1985), DOI: [10.1103/PhysRevB.32.6061](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.6061) ..... [18](#)
- [Rae64] A. U. M. RAE, G. W. GOBELI. *Low Energy Electron Diffraction Study of the Cleaved (110) Surfaces of InSb, InAs, GaAs, and GaSb*. Journal of Applied Physics Band 35(5): S. 1629 (1964), DOI: [10.1063/1.1713698](https://doi.org/10.1063/1.1713698) ..... [13](#), [107](#)
- [Ran07] J. O. RANTSCHLER, R. D. MCMICHAEL, A. CASTILLO, A. J. SHAPIRO, J. W. F. EGELHOFF, B. B. MARANVILLE, D. PULUGURTHA, A. P. CHEN, L. M. CONNORS. *Effect of 3d, 4d, and 5d transition metal doping on damping in permalloy thin films*. Journal of Applied Physics Band 101(3): S. 033911 (2007), DOI: [10.1063/1.2436471](https://doi.org/10.1063/1.2436471) ..... [136](#)

- 
- [Rec11] N. RECKERS, J. CUCCHIARA, O. POSTH, C. HASSEL, F. M. RÖMER, R. NARKOWICZ, R. A. GALLARDO, P. LANDEROS, H. ZÄHRES, S. MANGIN, J. A. KATINE, E. E. FULLERTON, G. DUMPICH, R. MECKENSTOCK, J. LINDNER, M. FARLE. *Effect of microwave irradiation on spin-torque-driven magnetization precession in nanopillars with magnetic perpendicular anisotropy*. Physical Review B Band 83: S. 184427 (2011), DOI: [10.1103/PhysRevB.83.184427](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.184427) 129
- [Res11] D. RESNICK, A. MCCLURE, C. KUSTER, P. RUGHEIMER, Y. IDZERDA. *Field dependent magnetic anisotropy of  $Ga_{0.2}Fe_{0.8}$  thin films*. Journal of Applied Physics Band 109(7): S. 07A938 (2011), DOI: [10.1063/1.3563122](https://doi.org/10.1063/1.3563122) ..... 127
- [Röm07] F. M. RÖMER. *Aufbau einer Anlage zur Messung des magnetooptischen Kerr Effektes für ex und in situ Messungen:  $Fe_3Si/MgO(001)$  und  $Co/GaAs(001)$* . Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007). URL [http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/Diplomarbeit\\_Roemer.pdf](http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/Diplomarbeit_Roemer.pdf) 33, 35, 61, 62, 112, 140
- [Röm09] F. M. RÖMER, C. HASSEL, K. ZAKERI, C. TOMAZ, I. BARSUKOV, R. MECKENSTOCK, J. LINDNER, M. FARLE. *Fe monolayers on  $InAs(001)$ : An in situ study of surface, interface and volume magnetic anisotropy*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 321(14): S. 2232 (2009), DOI: [10.1016/j.jmmm.2009.01.047](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.01.047) ..... 42, 95, 103, 146
- [Röm10a] F. M. RÖMER. *CeNIDE Exponatwettbewerb: Ferrofluidbrunnen* (2010). URL <http://youtu.be/jmaRKHBN2vc> ..... 41
- [Röm10b] F. M. RÖMER, F. KRONAST, L. HEYNE, C. HASSEL, A. BANHOLZER, M. KLÄUI, R. MECKENSTOCK, J. LINDNER, M. FARLE. *Spatially resolved measurements of the ferromagnetic phase transition by ac-susceptibility investigations with x-ray photoelectron emission microscope*. Applied Physics Letters Band 96(12): S. 122501 (2010), DOI: [10.1063/1.3360205](https://doi.org/10.1063/1.3360205) ..... 48
- [Röm12] F. M. RÖMER, M. MÖLLER, K. WAGNER, L. GATHMANN, R. NARKOWICZ, H. ZÄHRES, B. R. SALLES, P. TORELLI, R. MECKENSTOCK, J. LINDNER, M. FARLE. *In situ multifrequency ferromagnetic resonance and x-ray magnetic circular dichroism investigations on  $Fe/GaAs(110)$ : Enhanced g-factor (submitted)*. Applied Physics Letters (2012) ..... 147
- [Ruc86] M. W. RUCKMAN, J. J. JOYCE, J. H. WEAVER. *Interdiffusion and reaction at the  $Fe/GaAs(110)$  interface*. Physical Review B Band 33(10): S. 7029 (1986), DOI: [10.1103/PhysRevB.33.7029](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.7029) ..... 13, 107

- [Sat89] M. SATO, Y. ISHII. *Simple and approximate expressions of demagnetizing factors of uniformly magnetized rectangular rod and cylinder*. Journal of Applied Physics Band 66(2): S. 983 (1989), DOI: [10.1063/1.343481](https://doi.org/10.1063/1.343481) ..... 20
- [Sch87] G. SCHÜTZ, W. WAGNER, W. WILHELM, P. KIENLE, R. ZELLER, R. FRAHM, G. MATERLIK. *Absorption of circularly polarized x rays in iron*. Physical Review Letters Band 58: S. 737 (1987), DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.737](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.737) 12, 32, 41
- [Sch94] B. SCHULZ, R. SCHWARZWALD, K. BABERSCHKE. *Magnetic properties of ultrathin Ni/Cu(100) films determined by a UHV-FMR study*. Surface Science Band 307-309(Part 2): S. 1102 (1994), DOI: [10.1016/0039-6028\(94\)91547-4](https://doi.org/10.1016/0039-6028(94)91547-4) 50
- [Sch03] A. SCHERZ. *Spin-dependent X-ray Absorption Spectroscopy of 3d Transition Metals: Systematics and Applications*. Dissertation, Freie Universität Berlin (2003). URL <http://ssrl.slac.stanford.edu/stohr/scherz-thesis.pdf> 122, 124
- [Sim00] M. D. SIMON, A. K. GEIM. *Diamagnetic levitation: Flying frogs and floating magnets (invited)*. Journal of Applied Physics Band 87(9): S. 6200 (2000), DOI: [10.1063/1.372654](https://doi.org/10.1063/1.372654)bergmann ..... 29
- [Sti08] S. STIENEN. *Aufbau und Inbetriebnahme eines Rastersondenmikroskops zur thermischen und magnetischen Charakterisierung nano-strukturierter Systeme*. Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2008). URL [http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/Diplomarbeit\\_Stienen.pdf](http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/Diplomarbeit_Stienen.pdf) ..... 23
- [Sti12] S. STIENEN. *Analyse der Spindynamik von mikrostrukturierten magnetischen Systemen in Experiment und Simulation*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (voraussichtlich 2012). URL [http://www.uni-due.de/agfarle/personen.php?pers\\_id=111](http://www.uni-due.de/agfarle/personen.php?pers_id=111) ..... 20, 118
- [Stö93] J. STÖHR, Y. WU, B. HERMSMEIER, M. SAMANT, G. HARP, S. KORANDA, D. DUNHAM, B. TONNER. *Element-specific magnetic microscopy with circularly polarized X-rays*. Science Band 259(5095): S. 658 (1993), DOI: [10.1126/science.277.5323.213](https://doi.org/10.1126/science.277.5323.213) ..... 32
- [Stö95] J. STÖHR, H. KÖNIG. *Determination of Spin- and Orbital-Moment Anisotropies in Transition Metals by Angle-Dependent X-Ray Magnetic Circular Dichroism*. Physical Review Letters Band 75: S. 3748 (1995), DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.3748](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3748) ..... 123
- [Stö00] H. STÖCKER, Herausgeber. *Taschenbuch der Physik*. Harri Deutsch (2000) 16, 29



- 
- [Stö06] J. STÖHR, H. C. SIEGMANN. *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. Springer Berlin (2006) ..... 31
- [Suh98] H. SUHL. *Theory of the magnetic damping constant*. IEEE Transactions on Magnetics Band 34(4): S. 1834 (1998), DOI: 10.1109/20.706720 ..... 26
- [Tan08] T. TANIGUCHI, S. YAKATA, H. IMAMURA, Y. ANDO. *Determination of Penetration Depth of Transverse Spin Current in Ferromagnetic Metals by Spin Pumping*. Applied Physics Express Band 1(3): S. 031302 (2008), DOI: 10.1143/APEX.1.031302 ..... 74
- [Tin08] B. P. TINKHAM, W. BRAUN, K. H. PLOOG, M. TAKAHASI, J. MIZUKI, F. GROSSE. *As-rich InAs(001)-(2x4) phases investigated by in situ surface x-ray diffraction*. Journal of Vacuum Science and Technology B Band 26(4): S. 1516 (2008), DOI: 10.1116/1.2918314 ..... 107
- [Tip00] P. A. TIPLER. *Physik*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, Berlin, Oxford (2000) ..... 29
- [Tru08] A. V. TRUNOVA, R. MECKENSTOCK, I. BARSUKOV, C. HASSEL, O. MARGAT, M. SPASOVA, J. LINDNER, M. FARLE. *Magnetic characterization of iron nanocubes*. Journal of Applied Physics Band 104(9): S. 093904 (2008), DOI: 10.1063/1.3005985 ..... 74, 75
- [Tru09a] A. TRUNOVA. *Ferromagnetische Resonanz an oxidfreien magnetischen Fe und FeRh Nanopartikeln*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2009). URL <http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/DissTrunova.pdf> 40, 74, 95
- [Tru09b] A. TRUNOVA, J. LINDNER, R. MECKENSTOCK, M. SPASOVA, M. FARLE, D. CIUCULESCU, C. AMIENS, B. CHAUDRET, M. RESPAUD. *Temperature dependent magnetic characterisation of core/shell Fe80Rh20 nanoparticles*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 321(20): S. 3502 (2009), DOI: 10.1016/j.jmmm.2009.06.083 ..... 12, 41
- [Tse02] Y. TSERKOVNYAK, A. BRATAAS, G. E. W. BAUER. *Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films*. Physical Review Letters Band 88: S. 117601 (2002), DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.117601 ..... 26, 148
- [Uib99] C. UIBERACKER, J. ZABLOUDIL, P. WEINBERGER, L. SZUNYOGH, C. SOMMERS. *Lattice Relaxation Driven Reorientation Transition in Ni<sub>n</sub>/Cu(100)*. Physical Review Letters Band 82: S. 1289 (1999), DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1289 ..... 20



- [Vee11] VEECO. *Vapor Pressure Chart* (2011). URL <http://www.veeco.com/promos/vapor-pressure-curves-of-the-elements.aspx> ..... 160
- [vG93] O. H. VON GEISAU. *Photothermische Untersuchungen der FMR langwelliger kollektiver magnetischer Anregungen in YIG*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1993) ..... 84
- [Von66] S. V. VONSOVSKI. *Ferromagnetic Resonance*. Pergamon Press, Oxford London Edinburgh New York Toronto Paris Frankfurt (1966) ..... 131
- [vV37] J. H. VAN VLECK. *On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals*. Physical Review Band 52: S. 1178 (1937), DOI: [10.1103/PhysRev.52.1178](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.1178) 20
- [Was05] G. WASTLBAUER, J. A. C. BLAND. *Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates*. Advances in Physics Band 54(2): S. 137 (2005), DOI: [10.1080/00018730500112000](https://doi.org/10.1080/00018730500112000) ..... 99, 149, 150
- [Wen04] H. WENDE. *Recent advances in x-ray absorption spectroscopy*. Reports on Progress in Physics Band 67(12): S. 2105 (2004), DOI: [10.1088/0034-4885/67/12/R01](https://doi.org/10.1088/0034-4885/67/12/R01) ..... 31
- [Wie05] U. WIEDWALD, K. FAUTH, M. HESSLER, H.-G. BOYEN, F. WEIGL, M. HILGENDORFF, M. GIER SIG, G. SCHÜTZ, P. ZIEMANN, M. FARLE. *From Colloidal Co/CoO Core/Shell Nanoparticles to Arrays of Metallic Nanomagnets: Surface Modification and Magnetic Properties*. Journal of Chemical Physics and Physical Chemistry Band 6(12): S. 2522 (2005), DOI: [10.1002/cphc.200500148](https://doi.org/10.1002/cphc.200500148) 75
- [Wiz79] J. L. WIZA. *Microchannel plate detectors*. Nuclear Instruments and Methods Band 162(1-3): S. 587 (1979), DOI: [10.1016/0029-554X\(79\)90734-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90734-1) ..... 46
- [Wu00] X. W. WU, M. S. RZCHOWSKI, H. S. WANG, Q. LI. *Strain-induced magnetic properties of  $\text{Pr}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  thin films*. Physical Review B Band 61: S. 501 (2000), DOI: [10.1103/PhysRevB.61.501](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.501) ..... 127
- [Xu87] F. XU, J. J. JOYCE, M. W. RUCKMAN, H.-W. CHEN, F. BOSCHERINI, D. M. HILL, S. A. CHAMBERS, J. H. WEAVER. *Epitaxy, overlayer growth, and surface segregation for Co/GaAs(110) and Co/GaAs(100)-c(82)*. Physical Review B Band 35(5): S. 2375 (1987), DOI: [10.1103/PhysRevB.35.2375](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.35.2375) . 13, 107
- [Xu98] Y. B. XU, E. T. M. KERNOHAN, M. TSELEPI, J. A. C. BLAND, S. HOLMES. *Single crystal Fe films grown on InAs(100) by molecular beam epitaxy*. Applied Physics Letters Band 73(3): S. 399 (1998), DOI: [10.1063/1.121847](https://doi.org/10.1063/1.121847) .. 94, 104

- 
- [Yam95] H. YAMAGUCHI, Y. HORIKOSHI. *Surface structure transitions on InAs and GaAs (001) surfaces*. Physical Review B Band 51(15): S. 9836 (1995), DOI: [10.1103/PhysRevB.51.9836](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.9836) ..... 95, 96
- [You04] C.-Y. YOU, S. LEE, S. PARK, C. M. FALCO. *Step-induced slanted perpendicular magnetic anisotropy in 4°-miscut Si(111)/Cu/Au/Co/Au system*. Journal of Applied Physics Band 95(11): S. 7279 (2004), DOI: [10.1063/1.1651798](https://doi.org/10.1063/1.1651798) 107
- [Zak07] K. ZAKERI, I. BARSUKOV, N. K. UTOCHKINA, F. M. RÖMER, J. LINDNER, R. MECKENSTOCK, U. VON HÖRSTEN, H. WENDE, W. KEUNE, M. FARLE, S. S. KALARICKAL, K. LENZ, Z. FRAIT. *Magnetic properties of epitaxial Fe<sub>3</sub>Si/MgO(001) thin films*. Physical Review B Band 76(21): S. 214421 (2007), DOI: [10.1103/PhysRevB.76.214421](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.214421) ..... 112, 151
- [Zha09] G. P. ZHANG, W. HÄ<sup>1</sup><sub>4</sub>BNER, G. LEFKIDIS, Y. BAI, T. F. GEORGE. *Paradigm of the time-resolved magneto-optical Kerr effect for femtosecond magnetism*. Nature Physics Letters Band 5: S. 499 (2009), DOI: [10.1038/nphys1315](https://doi.org/10.1038/nphys1315) . 34
- [ZL07] K. ZAKERI-LORI. *Magnetic monolayers on semiconducting substrates: an in situ FMR study of Fe-based heterostructures*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2007). URL [http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/zakeri\\_diss.pdf](http://www.uni-due.de/agfarle/PDF/dipl-doc/zakeri_diss.pdf) ..... 95, 97

Anzahl der zitierten Literaturstellen: ..... 169

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Theoretische Frequenzabhängigkeit der Linienbreite . . . . .	13
2.1	Koordinatensystem . . . . .	18
2.2	Freie Energie kubischer Symmetrie . . . . .	21
2.3	Präzessionsbewegung . . . . .	25
2.4	Zweimagnonenprozess . . . . .	26
2.5	Curie-Weiss Gesetz . . . . .	29
2.6	Suszeptibilitätssignal . . . . .	30
2.7	Schematische Darstellung XMCD . . . . .	31
2.8	Linearkombination und Elliptizität . . . . .	33
2.9	MOKE: Longitudinal, Transversal, Polar . . . . .	34
2.10	Kerrdrehung . . . . .	35
2.11	Mittlere freie Weglänge von Elektronen . . . . .	36
2.12	Ewaldkonstruktion in 2D . . . . .	37
2.13	Darstellung des Augerprozesses . . . . .	38
3.1	Schemaskizze des PEEM . . . . .	42
3.2	Schematischer Aufbau zur Messung der orts aufgelösten Suszeptibilität . . . . .	44
3.3	PEEM-Probenhalter . . . . .	44
3.4	Schema Mikrokanalplatte . . . . .	45
3.5	PEEM-Pulsbox . . . . .	47
3.6	ACS-Signal . . . . .	49
3.7	Suszeptibilitäts-Video . . . . .	50
3.8	ACS-Höhenprofil . . . . .	51
3.9	ACS-Sättigungsmagnetisierung . . . . .	52
3.10	M(T) der PEEM-Probe . . . . .	53
3.11	Geometrie vorstrukturierter Proben . . . . .	54
3.12	Domänenstruktur der strukturierten Probe . . . . .	55
3.13	Suszeptibilitäten verschiedener Bereiche . . . . .	56
3.14	Suszeptibilitäten verschiedener Bereiche auf einer Säule . . . . .	57
3.15	Auswertung mittels Curie-Weiss-Gesetz . . . . .	58
3.16	XMCD am Phasenübergang . . . . .	59
4.1	UHV-Kammer: schematische Darstellung . . . . .	62

4.2	UHV-Kammer: Vakuumschaltplan . . . . .	63
4.3	Programm zur UHV-Kammer-Überwachung . . . . .	64
4.4	Probenträger . . . . .	66
4.5	Transferstange . . . . .	66
4.6	Probenheizung . . . . .	67
4.7	Kippbarer Probenträger mit Bajonettverschluss . . . . .	68
4.8	Markierung der Substrate . . . . .	69
4.9	Substratpräparation GaAs(110) . . . . .	70
4.10	Substratpräparation InAs(100) . . . . .	71
4.11	Schema Verdampfer . . . . .	72
4.12	Schichtdicke und Druck während des Aufdampfprozesses . . . . .	73
4.13	Schema der Plasmakammer . . . . .	74
4.14	Plasma & Transfer . . . . .	75
4.15	Feldverteilung im Zylinderresonator . . . . .	76
4.16	Frequenzbereich eines Zylinderresonators . . . . .	78
4.17	Darstellung der Kurzschluss technik . . . . .	78
4.18	Thermographische Aufnahme eines Kurzschlusses . . . . .	80
4.19	Stehende Wellen im Mikrowellenkabel . . . . .	80
4.20	Thermische Abbildung einer stehenden Welle . . . . .	81
4.21	Magnetfeldverteilung am Kurzschluss . . . . .	82
4.22	Magnetische Feldkomponenten am Kurzschluss . . . . .	83
4.23	Umlaufbahn einer präzedierenden Magnetisierung . . . . .	84
4.24	Schema der Detektion im Multifrequenzaufbau . . . . .	86
4.25	Mikrowellenzirkulator . . . . .	88
4.26	Mikrowellenzirkulator-Umschalter . . . . .	90
4.27	Stehwellenverhältnis des FMR-Aufbaus . . . . .	91
4.28	Aufbau ex situ . . . . .	93
4.29	LEED-Bild von InAs(001) . . . . .	94
4.30	LEED-Simulationen von InAs(001) . . . . .	96
4.31	Winkelabhängige <i>in situ</i> Messungen . . . . .	98
4.32	Schichtdickenabhängige Kristallanisotropie . . . . .	99
4.33	Schichtdickenabhängige uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene . . . . .	101
4.34	Schichtdickenabhängige uniaxiale Anisotropie . . . . .	102
4.35	Entwicklung der Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung . . . . .	103
4.36	Wachstum von Fe/InAs(100) . . . . .	104
4.37	Polar-winkelabhängige Messung Pt/Ag/Fe/InAs . . . . .	106
4.38	(110)-Struktur . . . . .	108
4.39	LEED-Bild GaAs(110) . . . . .	109
4.40	Schematischer Schnitt der (110)-Oberfläche . . . . .	110
4.41	LEED-Bild von Fe/GaAs(110) . . . . .	110
4.42	LEED: Vergleich der Halbwertsbreiten . . . . .	111

4.43	Auger-Messung an GaAs-Substrat und Fe-Film . . . . .	112
4.44	Hysteresen entlang der Hauptachsen . . . . .	113
4.45	Winkelabhängige FMR an 10 nm Fe/GaAs(110) . . . . .	115
4.46	Dispersionsrelation Fe/GaAs . . . . .	118
4.47	Bestimmung des g-Faktors . . . . .	120
4.48	XAS-Messungen Fe(GaAs(110) . . . . .	122
4.49	XMCD-Hysteresen Fe/GaAs(110) . . . . .	123
4.50	XMCD-Integral Fe/GaAs(110) . . . . .	124
4.51	Whiteline-Integral Fe/GaAs(110) . . . . .	125
4.52	Brillouin Licht Streuung . . . . .	127
4.53	Linienbreiten von Fe/GaAs(110) . . . . .	130
4.54	Signalaufspaltung bei kleinen Feldern . . . . .	131
4.55	Linienbreite für steigendes und sinkendes Feld . . . . .	132
4.56	Modulationsabhängige Messungen . . . . .	133
4.57	Modulationsabhängige Linienbreite . . . . .	134
4.58	Gemessene Linienbreite über echter Linienbreite . . . . .	134
4.59	Probenschema für lateral strukturierte Proben . . . . .	135
4.60	Linienbreiten lateral strukturierter Proben . . . . .	137
4.61	Simulation der Linienbreiten lateral strukturierter Proben . . . . .	138
4.62	Ortsaufgelöste FMR an Stufenprobe . . . . .	139
4.63	Ortsaufgelöste FMR Kompositionsgradient . . . . .	140
4.64	Aufbau ortsaufgelöste FMR . . . . .	141
4.65	Anwendungsvorschlag des FMR-Aufbaus . . . . .	141
4.66	Omegaförmige Kurzschlüsse . . . . .	142
4.67	Messung mit Omegakurzschluss . . . . .	143
4.68	DPPH-Messung mit Kurzschluss . . . . .	144
4.69	Messung mit Referenzarm . . . . .	145
A.1	Dispersionsrelation Fe <sub>3</sub> Si . . . . .	151
A.2	Software zur Temperaturregelung-Rampe . . . . .	153
A.3	Software zur Temperaturregelung-Toellner . . . . .	153
A.4	Software zur Temperaturregelung-PID . . . . .	154
A.5	Software zur Temperaturregelung-T(t)-Verlauf . . . . .	155
A.6	Ausheizregler . . . . .	156
A.7	Verdampfertransfer . . . . .	158
A.8	Verdampfen von Pt und Cu . . . . .	159
A.9	Dispersionsrelation von Al verunreinigtem Film . . . . .	160
A.10	EDX an Verdampfermaterial . . . . .	161
A.11	Reinigung Verdampfer . . . . .	162
A.12	Software: Find Dips . . . . .	163
A.13	Software: Find Local Minimum . . . . .	164

A.14 Software: Find dB . . . . .	165
A.15 Software zur Auswertung Schritt 1: Normierung . . . . .	166
A.16 Software zur Auswertung Schritt 2: Anpassungskordinierung . . . . .	167
A.17 Software zur Auswertung Schritt 3: Anpassung . . . . .	168
A.18 FMR-Software: Grundeinstellungen . . . . .	170
A.19 FMR-Software: Messung . . . . .	171
A.20 FMR-Software: Messeinstellungen . . . . .	172
A.21 FMR-Software: Messart . . . . .	173
A.22 Simulationssoftware: Steuerprogramm . . . . .	176
A.23 Simulation winkelabhängige Messung . . . . .	177
A.24 Simulation frequenzabhängige Messung . . . . .	177
A.25 Software zur $\chi_{ac}$ -Messung . . . . .	178
A.26 Wörter über Datum . . . . .	179
A.27 Wörter über Arbeitstag . . . . .	179

## Danksagung

Lieber Michael, ich möchte Dir für die Möglichkeiten danken, meine Fähigkeiten in Deiner Arbeitsgruppe unter Beweis zu stellen und selbständig verschiedene Themen bearbeiten zu können. Auch dafür, dass Du für Physikfragen wieder voll da bist und in der Menschlichkeit anderen Arbeitgebern sicherlich weit voraus bist.

Ohne Dich, Jürgen, hätte ich sicherlich nicht bis zu dem gerade gelesenen schriftlichen Teil durchgehalten. Ich möchte Dir daher oftmals für die Motivationsstütze, die vielen physikalischen Diskussionen — insbesondere über die Theorie —, das Vertrauen in meine Person und das noch? ausstehende Bier danken ;-)

Ebenso wäre diese Arbeit ohne Dich, Ralf, wohl kaum möglich gewesen. Die Grundidee des Aufbaus wurde von Dir übernommen und bei vielen technischen Problemstellungen hast Du mir geholfen, genau wie bei Vortragsvorbereitungen und Ähnlichem.

Christoph, ich denke mit unseren ergänzenden Arbeitsweisen haben wir an der UHV-Kammer einiges vollbracht und wir hatten eine nette Zeit.

Anastasia, Du hast regelmäßig für lustige, aufheiternde Stunden im Labor gesorgt.

Sven, Dir gilt ein besonderer Dank, dass ich es bis hier geschafft habe und für die vielen gemeinsamen Jahre seit der Schulzeit.

Marc, ich danke Dir oftmals für die vielen Erklärungen und der Programmierung des Back-End des Simulationsprogrammes zur Bestimmung von Anisotropien und g-Faktor. Ich glaube, zusammen haben wir ein sehr mächtiges Anpassungsprogramm auf der Basis von Ralfs Pascal-Version kreiert.

Verena und Andreas, ich möchte Euch ganz herzlich für die vielen netten Abende, aber auch für SQUID- und XRD-Messungen danken. Das namentlich nicht zu nennende Haus hat trotz manch langer Diskussion immer Spaß gemacht.

Kai, Scarlett, Lukas, Katrin und Mischa, mit den vielen Stunden im Labor als wissenschaftliche Hilfskräfte habt mir sehr geholfen, da Ihr zum einen vielmehr als nur „ausführenden“ Arbeiten geleistet, zum anderen aber auch doch einige Fleißarbeit vollbracht habt. Kai: Ich sag nur 60.33 vs. 54.74 Sekunden! Danke für die lustige Zeit.

Dieter und Horst, einfach ist es natürlich zu schreiben, dass Ihr mir bei all den technischen, elektronischen Problemen stets Hilfsbereitschaft gezeigt, aber mir auch aktiv die kleinen Tricks beigebracht habt. Von Euch habe ich in der Elektrotechnik und mechanischen Bearbeitung einiges gelernt. Jedoch möchte ich die Danksagung nicht darauf beschränken, weil ich Euch als nette Arbeitskollegen stets in positiver Erinnerung halten werde.

Christian S., danke für die vielen netten „Magie des Magnetismus“-Shows mit dem synchronen „Oooooohhh“ von 150 Nachwuchswissenschaftlerinnen.

Khalil Zakeri möchte ich für *in situ* Messungen mit dem Resonator danken, Igor Barsukov dafür, dass durch seine Idee des Probensystems äußerst spannende Physik durch „meinen“ Aufbau sichtbar wurde.

Ryszard Narkowicz möchte ich für die Simulationen zum Kurzschluss danken.



Ein Dank gilt auch Christian Back, dass er den Kontakt zu Giancarlo Pannacione, Piero Torelli und Benjamin Salles hergestellt hat, mit denen die XMCD-Messungen zur g-Faktor-Bestimmung durchgeführt wurden.

Bei David Schmool ermöglichte mir die Kurzschlussstechnik mit einem Netzwerkanalysator zu kombinieren.

Bernhard Krumme hat mir bei der Auswertung der XMCD-Spektren geholfen, aber ich glaube der Dank gilt den Bubbles ;-)

Bevor ich namentlich weitergehe, möchte ich der DFG, SFB 491 und BESSY II für die finanzielle Unterstützung danken. Bezüglich der  $\chi_{ac}$ -Messungen geht ein Dank an Lutz Heyne für den ersten Aufbau, Florian Kronast für die Messungen und Strahlrohrbetreuung, Oliver Sandig und Julia Herrero-Albillos für die gute Zusammenarbeit bei den Messungen und Auswertungen an den von Nils Nüsse vorstrukturierten und mit Fe bedampften Substraten.

Für den schriftlichen Teil dieser Arbeit möchte ich einen herzlichen Gruß an die Programmierer von TeXnicCenter, Sumatra-PDF und MikTeX senden, die mir die Freude am Programmieren dieses Textes gegeben haben.

Supermagnete.de, namentlich Herrn Ackermann, möchte ich für die schier unendlich vielen Magnete, Probepäckchen usw. danken, die meist kostenlos zur Verfügung gestellt wurden.

Mareike Koßmann, Michael Weniger, Ole Krüll und einigen vorab erwähnten Personen möchte ich an dieser Stelle für die Korrekturlesungen und Markus Hagedorn für die 3D Grafiken sowie kleineren Programme meinen Dank aussprechen.

Meinem Physiklehrer Howoritsch und Mathelehrer Kukowski ist es zu verdanken, dass in mir zum richtigen Zeitpunkt das Interesse für die Wissenschaft geweckt wurde.

Meine Freunde, die ich hier namentlich nicht einzeln aufführen möchte, um den Rahmen nicht zu sprengen: Bitte bleibt so wie Ihr seid und lasst uns weiter zusammenhalten.

Kathi, zwar begleitest Du mich „nur“ den letzten Teil dieser langwierigen Arbeit, aber ich hoffe, dass ich das nach der nächsten Lebensetappe nicht mehr sagen kann. Danke für das, ich zitiere Dich, „große/riesige/unerschöpfliche/elephantöse“ (sonst dürfte ich wohl niemals elephantös zur Beschreibung Deiner Person verwenden) Verständnis und die schöne Zeit, aber natürlich auch für das extrem fleißige Korrekturlesen.

Miriam und Katrin, Euch möchte von ganzem Herzen für so viel Rückhalt in allen Lebenslagen und das stets offene Ohr zu jeder Tages- und Nachtzeit danken.

# Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Duisburg, 31. Januar 2012 \_\_\_\_\_  
Florian M. Römer